



LES HYDROCARBURES DANS LE MILIEU INTERSTELLAIRE : DES NUAGES SOMBRES AUX REGIONS DE PHOTODISSOCIATION

David Fossé

► To cite this version:

David Fossé. LES HYDROCARBURES DANS LE MILIEU INTERSTELLAIRE : DES NUAGES SOMBRES AUX REGIONS DE PHOTODISSOCIATION. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00003543v2

HAL Id: tel-00003543

<https://theses.hal.science/tel-00003543v2>

Submitted on 16 Apr 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France

Thèse de Doctorat
de l'Université Paris VI – Pierre et Marie Curie
Spécialité : Astrophysique

présentée pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Pierre et Marie Curie

par
DAVID FOSSÉ

LES HYDROCARBURES DANS LE MILIEU
INTERSTELLAIRE : DES NUAGES SOMBRES
AUX RÉGIONS DE PHOTODISSOCIATION

Soutenue le 12 juin 2003 devant le jury composé de :

M.	Pierre ENCRENAZ	Président
M.	Bertrand LE FLOCH	Rapporteur
M.	James LEQUEUX	Rapporteur
Mme	Christine JOBLIN	Examineur
M.	Malcolm WALMSLEY	Examineur
Mme	Maryvonne GERIN	Directeur
M.	José CERNICARO	co-Directeur

Laboratoire d'Étude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique
École Normale Supérieure & Observatoire de Paris, CNRS FRE2460
24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05

Table des matières

Introduction	5
1 Chimie dans le milieu interstellaire	7
1.1 Aspects historiques	7
1.1.1 Les précurseurs	7
1.1.2 Émergence d'une technique: la radioastronomie	8
1.1.3 Le modèle de Herbst et Klemperer	9
1.2 Conditions physiques et réactions chimiques du MIS	11
1.2.1 Conditions physiques dans le milieu interstellaire . . .	11
1.2.2 Réactions ion-neutre	12
1.2.3 Recombinaison dissociative	13
1.2.4 Association radiative	13
1.2.5 Réactions neutre-neutre	14
1.2.6 Photodissociation	15
1.2.7 Chimie sur les grains de poussière	15
1.3 Quelques modèles d'astrochimie	16
1.3.1 Le <i>New Standard Model</i>	17
1.3.2 Le modèle UMIST95	18
1.3.3 Le modèle de Meudon	18
1.4 Matière carbonée et hydrocarbures	20
1.4.1 La matière carbonée dans le milieu interstellaire	20
1.4.2 Les hydrocarbures: intérêt pour l'astrochimie	21
1.4.3 Les hydrocarbures aromatiques polycycliques	22
2 Hydrocarbures dans les nuages sombres	25
2.1 TMC-1	25
2.1.1 <i>Taurus Molecular Cloud 1</i>	25
2.1.2 Chaînes et cycles carbonés dans TMC-1	27
2.1.3 Un bilan du carbone dans TMC-1	39
2.2 Isomères de C_3H_2 dans les nuages sombres	40
2.2.1 But de l'étude	40

2.2.2	Observations	40
2.2.3	Calibration des données	41
2.2.4	Résultats préliminaires	43
2.3	Abondance des hydrocarbures dans L 134N	54
2.3.1	L 134N : une alternative à TMC-1	54
2.3.2	Observations	54
2.3.3	Conditions physiques dans L 134N	55
2.3.4	Densités de colonne des hydrocarbures	68
2.3.5	Analyse des résultats	80
2.3.6	Bilan du carbone dans L 134N	87
3	Hydrocarbures dans les PDR	89
3.1	Les régions de photodissociation (PDR)	89
3.1.1	Présentation générale	89
3.1.2	Structure d'une PDR	90
3.1.3	Chimie dans les PDR	91
3.2	Barnard 33: la nébuleuse de la Tête de Cheval	93
3.2.1	Caractéristiques et origine de la Tête de Cheval	93
3.2.2	Observations	94
3.2.3	Carte CO et émission aromatique	98
3.2.4	Distribution des hydrocarbures	103
3.2.5	Abondances moléculaires	115
3.3	IC 63	130
3.3.1	Présentation de la source	130
3.3.2	Observations	133
3.3.3	Cartes CO: morphologie et structure en vitesse	135
3.3.4	Cartographie des hydrocarbures: bandes aromatiques et émission de C ₂ H	140
3.3.5	C ₃ H, C ₃ H ₂ et C ₄ H dans IC 63	148
3.3.6	Abondances moléculaires	150
3.4	L'interface de ρ Ophiuchi Ouest	162
3.4.1	Une mince PDR révélée par ISO	162
3.4.2	Observations	164
3.4.3	Distribution et abondance des hydrocarbures	165
3.5	Discussion	174
3.5.1	Résumé des résultats observationnels	174
3.5.2	Confrontation aux modèles de chimie	176
3.5.3	Voies de recherche	177
3.5.4	Bilan du carbone dans les PDR	182
	Conclusions et perspectives	185

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	3
Liste des tableaux	188
Table des figures	191
Bibliographie	201
Annexes	209
A Les molécules détectées dans l'espace	209
B Température de brillance et facteur de dilution	211
C Liste des publications	213
C.1 Revues à comité de lecture	213
C.2 Conférences	213
C.3 Vulgarisation	214

Introduction

Il y a une quarantaine d'années, l'espace intersidéral était encore considéré comme un environnement trop ténu et trop baigné de rayonnements destructeurs pour que des molécules puissent s'y former. Les trois seules espèces connues – CH, CH⁺ et CN, détectées entre 1937 et 1941 – étaient vues comme des exceptions. Puis les radioastronomes découvrirent OH, en 1963, et quelques années plus tard l'ammoniac, la vapeur d'eau, le formaldéhyde, le monoxyde de carbone, le méthanol, etc. Aujourd'hui, près de 120 molécules peuplent le "vide" interstellaire.

La majorité de ces espèces contient du carbone et parmi celles-ci, 23 sont des hydrocarbures. Ce n'est pas un hasard : le carbone est l'élément le plus "souple" de la chimie – capable de former aussi bien des liaisons moléculaires simples que doubles ou triples –, et l'hydrogène l'élément le plus abondant de l'Univers. La majorité des hydrocarbures que l'on observe dans le milieu interstellaire sont cependant très insaturés. Cette particularité traduit le caractère atypique de la chimie qui se développe dans le milieu interstellaire et explique en partie l'intérêt que peuvent lui porter des chimistes *a priori* éloignés de l'astronomie : l'Univers est le siège de processus inconnus sur Terre et parfois impossibles à reproduire en laboratoire. Une autre caractéristique des hydrocarbures interstellaires est qu'ils sont linéaires. Si l'on excepte C₆H₆, détecté dans la nébuleuse protoplanétaire CRL 618 (milieu *circumstellaire*), on ne compte pour le moment que deux hydrocarbures cycliques. Les *chaînes carbonées*, insaturées et très réactives, forment ainsi l'ossature de la chimie interstellaire en phase gazeuse.

Pour autant, la distribution et l'abondance de ces espèces ne sont connues que dans une poignée de sources, où l'inventaire ne dépasse généralement pas les molécules plus lourdes que C₄H. Par exemple, on ne sait pratiquement rien de l'abondance et de la distribution des hydrocarbures dans les régions de photodissociation, où le satellite ISO a si souvent observé l'émission des PAH. Ces hydrocarbures aromatiques géants, dont on ne sait ni comment ils se forment ni comment ils sont détruits, sont probablement reliés aux chaînes carbonées : étudier celles-ci doit nous permettre de mieux connaître ceux-là.

Même dans les nuages sombres, notre connaissance des hydrocarbures reste limitée. Le filament dense TMC-1 est la seule source interstellaire où nous ayons observé les chaînes carbonées jusqu'à C_8H . Dans L 134N, l'autre nuage dense le plus étudié du ciel, seule une poignée d'hydrocarbures a été recensée.

Le but principal de cette thèse est de contribuer à l'étude des hydrocarbures dans le milieu interstellaire en étendant son champ d'investigation observationnel. Où se trouvent les hydrocarbures? Quelles sont les conditions physiques favorables à leur croissance? Que peuvent-ils nous apprendre sur ces conditions physiques? Nos observations nous ont amené à étudier la chimie des deux seuls isomères connus parmi les hydrocarbures dans le milieu interstellaire, et à nous intéresser au lien entre les hydrocarbures et les *PAH*.

Dans une première partie, nous introduisons quelques notions d'astrochimie utiles au lecteur non averti et présentons succinctement trois modèles que nous avons utilisés au cours de cette thèse. Nous soulignons aussi la diversité de la matière carbonée dans le milieu interstellaire.

La deuxième partie est consacrée à l'étude des hydrocarbures dans les nuages sombres. Nous présentons d'abord le résultat d'un travail sur la chimie des isomères de C_3H et C_3H_2 dans TMC-1. Quelques observations nouvelles sur la molécule C_6H et les isomères de C_3H_2 dans les nuages sombres du Taureau font l'objet de la section suivante. Une étude de l'abondance et de la distribution des hydrocarbures dans L 134N – au terme de laquelle nous présentons un premier bilan du carbone dans ce nuage – clôt la deuxième partie.

Enfin, la troisième partie traite de l'abondance et de la distribution des hydrocarbures dans les régions de photodissociation. Nous présentons succinctement ce type d'objets, puis détaillons le travail d'observation et d'analyse réalisé successivement dans la nébuleuse de la Tête de Cheval, IC 63 et l'interface du nuage dense ρ Oph Ouest. Nous discutons finalement nos résultats inattendus en les confrontant à des modèles de chimie.

Des pistes pour des recherches futures terminent cette thèse.

Chapitre 1

Chimie dans le milieu interstellaire

Après la découverte des premières molécules interstellaires, dans la première moitié du XX^{ème} siècle, l'astrophysique a vu naître en son sein une nouvelle discipline. Animée par des astronomes, des chimistes et des spécialistes de physique moléculaire, l'*astrochimie* a pour objet principal l'étude des phénomènes physico-chimiques qui président à la formation et à la destruction des molécules dans l'Univers – depuis les nuages moléculaires jusqu'aux systèmes planétaires, ainsi qu'en témoigne l'intitulé d'un récent symposium de l'Union Astronomique Internationale (IAU 197)¹. Bien que l'on puisse considérer que ses développements actuels s'étendent plus loin encore – émergence de l'*astrobiologie*, voir par exemple Hollis et al. 2000, Charnley et al. 2001 – nous nous bornerons ici à décrire les principales réactions chimiques du milieu interstellaire et les modèles qu'utilisent les astronomes. Nous nous intéresserons ensuite à la matière interstellaire carbonée, et plus particulièrement aux petits hydrocarbures. Mais il semble utile pour commencer de présenter quelques éléments d'Histoire.

1.1 Aspects historiques

1.1.1 Les précurseurs

L'existence de molécules dans le milieu interstellaire semble avoir été évoquée pour la première fois par Eddington, en 1926, durant une conférence donnée à la *Royal Society* (Dalgarno, 2000). Répondant à une question de

1. *Astrochemistry: from molecular clouds to planetary systems*. Eds. Y.C. Minh et E.F. van Dishoeck, 2000.

l'auditoire, il remarquait qu' "il est difficile d'admettre l'existence de molécules dans l'espace interstellaire car une fois qu'une molécule est dissociée il semble n'y avoir aucune chance pour que ses atomes s'assemblent à nouveau. Les atomes seront ionisés et incapables de se combiner." Et il ajoutait: "Si cette objection apparemment fatale était rejetée ne devrions-nous pas trouver des traces de bandes spectrales dans les étoiles qui sont partiellement obscurcies par des nébuleuses?"

De tels spectres furent obtenus dans le visible et le proche ultraviolet au cours de la décennie suivante. En 1935, Merrill observe en direction de la binaire spectroscopique Boss 6142 plusieurs raies et bandes d'absorption stationnaires – ce qui signe leur caractère interstellaire² (Merrill, 1936). Dans les années qui suivent, Adams, Dunham et McKellar sont les premiers à pouvoir attribuer à des espèces moléculaires, en l'occurrence CH et CN, certaines des étroites raies d'absorption présentes dans leurs spectres stellaires (Dunham 1937; Dunham & Adams 1937; McKellar 1940). Puis CH⁺ est identifié grâce aux mesures en laboratoire de Douglas & Herzberg (1941).

Bien que ces espèces diatomiques soient longtemps restées les seules molécules connues dans le milieu interstellaire, leur existence et leur large distribution³ ont stimulé les premiers progrès d'une balbutiante *astrochimie*. En 1946, Kramers et ter Haar (1946, cité par Walmsley 1985) sont les premiers à considérer explicitement les processus de formation et destruction possibles dans l'espace interstellaire. Ils pointent le fait que la photodissociation de CH est rapide dans le champ ultraviolet interstellaire, et analysent la formation de CH et CH⁺ par association radiative. Cinq ans plus tard, Bates & Spitzer soulignent que "les densités moléculaires observées ne peuvent s'expliquer que si les nuages [interstellaires] sont très concentrés", avec des densités de l'ordre de 10^3 cm^{-3} . Ils envisagent aussi la formation de molécules sur les grains interstellaires. En fait, la plupart des processus mis en œuvre dans les réseaux de chimie interstellaire actuels ont été proposés par Bates & Spitzer (1951) pour rendre compte des abondances des seuls CH et CH⁺. À cette époque, on ne soupçonne guère la richesse chimique de l'espace interstellaire.

1.1.2 Émergence d'une technique: la radioastronomie

En 1963, le radical hydroxyle (OH) est découvert dans le milieu interstellaire grâce à sa transition à 18 cm (Weinreb et al., 1963). Cette découverte marque l'entrée des techniques radio dans le champ d'étude des molécules

2. Près de soixante-dix ans plus tard, les porteurs de ces *bandes interstellaires diffuses* demeurent non identifiés.

3. Adams (1949) les détecte dans environ 25% des quelque 300 étoiles brillantes qu'il observe dans des directions diverses.

interstellaires. Le domaine radio se prête bien à cette étude. En effet, le domaine de fréquence d'une raie moléculaire est caractéristique du type de la transition mise en jeu: les transitions électroniques se trouvent dans le visible et l'ultraviolet, les transitions de vibration dans l'infrarouge et celles de rotation pure dans les domaines centimétrique et (sub)millimétrique. A plus grande longueur d'onde apparaissent les transitions de structure fine et hyperfine. Or, compte-tenu de la faible densité du milieu interstellaire et des températures qui y règnent (voir tableau 1.1), les molécules sont généralement dans un état d'excitation bas, voire dans leur état fondamental. Il en résulte que l'observation de transitions moléculaires dans le visible ou l'ultraviolet est hautement improbable sauf à considérer quelques cas particuliers (raie observée en absorption devant une étoile brillante par exemple). En revanche, les raies centimétriques et millimétriques correspondent bien aux transitions de rotation pure depuis ou vers l'état fondamental, qui restent intenses.

Une autre difficulté concernant l'étude des molécules interstellaires dans le domaine visible, encore plus vrai dans l'ultraviolet, tient au phénomène d'extinction de la lumière par la poussière. En première approximation, cette extinction augmente en proportion de l'inverse de la longueur d'onde. Le rayonnement visible est donc beaucoup plus fortement atténué que le rayonnement radio. Dit autrement: l'observation radioastronomique permet de sonder des régions plus lointaines et plus obscurcies que la classique méthode de spectroscopie dans le visible.

En 1968, Cheung et al. rendent compte de la détection de la molécule d'ammoniac (NH_3) à 1.25 cm. C'est la deuxième molécule découverte au moyen d'un radiotélescope, et la première d'une impressionnante série: viennent s'ajouter deux autres espèces en 1969 (H_2O et H_2CO), sept en 1970 (CO , CN , HCN , H^{13}CN , HC_3N , CH_3OH et HCOOH), neuf en 1971 (^{13}CO , C^{18}O , CS , SiO , $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, HNCO , OCS , CH_3CN , NH_2CHO et CH_3CHO). Pour expliquer la présence de ces espèces complexes dans le milieu interstellaire, il faut se rendre à l'évidence: il existe une chimie active dans la phase gazeuse du milieu interstellaire.

1.1.3 Le modèle de Herbst et Klemperer

Eric Herbst et William Klemperer publient en 1973 dans *The Astrophysical Journal* un article fondateur. Comme son titre l'indique, "*The Formation and Depletion of Molecules in Dense Interstellar Clouds*" se propose d'expliquer l'abondance des molécules détectées dans les nuages denses. Leurs hypothèses sur ces nuages sont les suivantes:

- L'extinction y est telle que le rayonnement interstellaire n'y pénètre pas.

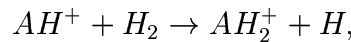
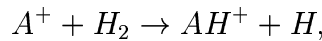
- L’hydrogène s’y trouve entièrement sous forme moléculaire.
- Le carbone y est présent essentiellement sous forme de monoxyde de carbone CO.

Ils soulignent de plus que, compte-tenu des conditions physiques qui règnent dans ces objets, les réactions à prendre en compte dans la modélisation de leur chimie doivent être :

- Des collisions à deux corps uniquement (les densités sont trop faibles pour permettre des collisions à trois corps).
- Nécessairement exothermiques (compte-tenu de la faible température cinétique au sein de ces nuages, les réactions endothermiques sont impossibles).
- Exemptes de barrière d’activation (afin que leur taux de réaction reste non négligeable).

Les réactions ion-molécule exothermiques répondent à ces critères et forment donc chez Herbst & Klemperer l’essentiel du réseau chimique qui conduit à la synthèse en phase gazeuse de molécules polyatomiques.

Nous avons vu que, afin de préserver la phase gazeuse moléculaire, les nuages denses sont par hypothèse pratiquement opaques au rayonnement interstellaire. La photoionisation des espèces neutres est donc inopérante et se pose alors la question de la production des ions dans ces nuages sombres. Pour y répondre, Herbst & Klemperer, à la suite de Solomon & Werner (1971), invoquent les rayons cosmiques. Ceux-ci ionisent les espèces dominantes H_2 , H et He en H_2^+ , H^+ et He^+ ⁴. H_2^+ réagit immédiatement avec H_2 pour créer H_3^+ ($H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$) puis les ions H^+ , He^+ et H_3^+ , dits *primaires*, réagissent avec les espèces neutres CO, O, N, O_2 et N_2 pour former les ions *secondaires* C^+ , N^+ , O^+ , N_2^+ , O_2^+ , HCO^+ et HN_2^+ . Les réactions ion-molécule exothermiques peuvent alors s’amorcer, à commencer par l’importante classe du type (*protonation*) :



etc.,

Les ions polyatomiques ainsi créés réagissent ensuite avec CO pour former de nouveaux ions, ou se recombinent avec les électrons pour former des molécules neutres polyatomiques. Ces molécules seront elle-mêmes détruites par d’autres réactions ion-neutre, voire par des réactions neutre-neutre ou

4. Ils calculent, pour un spectre d’énergie des rayons cosmiques dominés par des protons de 100 MeV (suffisamment énergétiques pour traverser des densités de colonne de 10^{24} cm^{-2}), un taux d’ionisation de l’hydrogène moléculaire ζ_{H_2} de l’ordre de 10^{-17} s^{-1} .

encore par condensation sur les grains de poussière. Herbst & Klemperer calculent les abondances moléculaires à l'état stationnaire. Cet équilibre entre taux de formation et taux de destruction est atteint en environ 10^3 – 10^4 ans dans leur modèle.

1.2 Conditions physiques et réactions chimiques du MIS

Nous décrivons ici brièvement les principales réactions chimiques à l'œuvre dans le milieu interstellaire. Ce sont bien entendu les conditions physiques du milieu qui dictent quelles réactions y sont possibles ou non. Les réactions endothermiques, par exemple, sont exclues dans les nuages froids. D'autres, pourtant exothermiques, sont rendues impossibles par la présence d'une barrière d'activation impossible à franchir sans énergie (cinétique) suffisante. De même, nous avons vu que la faible densité du milieu interstellaire interdisait les réactions à trois corps. Il semble donc utile d'entamer cette section en décrivant succinctement les différentes phases du MIS.

1.2.1 Conditions physiques dans le milieu interstellaire

Le milieu interstellaire compte pour 20 à 30% de la masse de la Galaxie (Ehrenfreund & Charnley, 2000). Il est composé à 99,9% d'hydrogène et d'hélium, puis d'atomes plus lourds (C et O essentiellement). Une fraction importante de ces atomes étant présente sous forme de grains. On considère généralement que la masse totale des poussières interstellaires vaut 1% de celle de l'hydrogène.

Schématiquement, on peut distinguer quatre phases dans le milieu interstellaire. La plus chaude correspond au gaz très peu dense – quelques 10^{-3} cm^{-3} – et entièrement ionisé qui baigne les nuages interstellaires (c'est le HIM : *Hot Ionized Medium*). Le gaz porté à 8000 K et 100 fois plus dense correspond aux milieux diffus notés WNM (*Warm Neutral Medium*) et WIM (*Warm Ionized Medium*) que l'on observe principalement à haute latitude galactique. Enfin, le CNM (*Cold Neutral Medium*) correspond à la phase la plus froide ($T \leq 100\text{K}$) et la plus dense ($n_H \geq 30\text{cm}^{-3}$) du milieu interstellaire. C'est dans cette phase que l'on rencontre le gaz moléculaire où se forment les étoiles. Les conditions physiques rencontrées dans ce milieu sont donnés par type d'objet dans le tableau 1.1.

TAB. 1.1 – *Les principaux objets du milieu interstellaire moléculaire*

Type d'objet	Densité (cm ⁻³)	Température (K)	degré d'ionisation
Régions de photodissociation	10 ² –10 ⁶	20–100	10 ⁻⁷ –10 ⁻⁴
Nuages denses	10 ⁴ –10 ⁷	5–30	10 ⁻⁹ –10 ⁻⁶
Régions de formation d'étoiles et disques protoplanétaires	10 ⁵ –10 ¹⁰	30–500	~10 ⁻⁷
Régions de choc	10 ³ –10 ⁷	10–1000	≤10 ⁻⁶

Note : D'après le "BASEMOLE Working Report, November 2002"

1.2.2 Réactions ion-neutre

Ce sont des réactions du type $A^+ + B \rightarrow C^+ + D$. Elles sont majoritairement exothermiques et agissent à un taux k généralement élevé, qui en outre dépend peu de la température. Ces caractéristiques en font les réactions "reines" de la chimie du milieu interstellaire. Dans les nuages sombres, elles sont initiées par l'action ionisante des rayons cosmiques sur H, H₂ et He, qui donnent H⁺, H₂⁺ (rapidement converti en H₃⁺) et He⁺.

On peut utiliser un traitement classique pour calculer le taux de réaction k . Un ion qui s'approche d'une molécule neutre y engendre un moment dipolaire avec lequel il interagit. Dans le cas où la molécule n'a pas de moment dipolaire permanent (cas de H₂), le potentiel d'interaction est simplement $-\alpha e^2/2r^4$, où α est la polarisabilité de la molécule et r la distance ion-molécule. Le calcul de k se réduit alors à un calcul de trajectoire que l'on traite par la théorie des orbites. On obtient (*taux de Langevin*) :

$$k_L = 2\pi e \left(\frac{\alpha}{\mu} \right)^{1/2}$$

où μ est la masse réduite. k_L est de l'ordre de 10⁻⁹ cm³ s⁻¹.

L'interaction d'un ion avec une molécule polaire doit être traitée différemment. Le taux de réaction dépend alors de la température (il augmente à basse température).

La réaction $C^+ + C_2H_2 \rightarrow C_3H^+ + H$ est un exemple de réaction ion-molécule qui nous intéressera par la suite. Pour une revue de la chimie des ions dans les nuages interstellaires, on pourra se reporter à Smith (1992).

1.2.3 Recombinaison dissociative

La recombinaison dissociative des ions produit de nombreuses molécules neutres dans le milieu interstellaire. C'est la réaction $AB^+ + e \rightarrow A + B$. Contrairement à ce qu'ont d'abord crû les théoriciens, c'est une réaction rapide. Elle est impliquée dans la formation de CO ($HCO^+ + e \rightarrow H + CO$) mais aussi dans celle de nombreux hydrocarbures. Par exemple : $C_3H_3^+ + e \rightarrow C_3H_2 + H$, $C_3H + H_2$.

Un point délicat pour ce genre de réaction est la mesure du *taux de branchement* entre les différents produits de la recombinaison. On pourra consulter sur ce point la revue de Mitchell (1990). Pour un exemple de progrès récent dans ces mesures, voir le calcul des taux de branchement pour H_2O^+ , H_3O^+ et CH_3^+ par Vejby-Christensen et al. (1997).

1.2.4 Association radiative

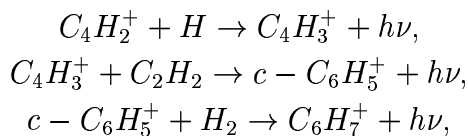
Il s'agit de la combinaison directe de deux espèces (neutres ou ionisées) au cours de laquelle la molécule formée évacue l'énergie en excès en émettant un photon : $A + B \rightarrow AB + h\nu$.

Bien entendu, cette réaction n'est efficace que si l'excès d'énergie peut être évacué dans un temps court devant le temps caractéristique de la redissociation $AB^* \rightarrow A + B$ (AB^* est la molécule AB excitée). Ce n'est pas le cas lorsque deux atomes ou ions atomiques se rencontrent : la durée d'une collision n'étant que de 10^{-14} s, et le coefficient d'Einstein pour une transition radiative étant de l'ordre de 10^8 s^{-1} , la probabilité pour qu'une désexcitation radiative ait lieu pendant la collision n'est que de 10^{-6} par collision. On a ainsi pour ces espèces, compte tenu du faible taux de collision entre atomes neutres ($\sim 10^{-11} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$), un taux d'association radiative d'environ $10^{-17} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ seulement. La situation est différente lorsque des molécules sont impliquées. L'espèce formée possède alors de nombreuses liaisons dans lesquelles peut se diluer l'énergie en excès, et il peut se passer un temps appréciable avant que l'énergie nécessaire à la dissociation d'une liaison n'apparaisse dans celle-ci. Un temps suffisant en tout cas pour que l'émission d'un photon puisse avoir lieu et désexcite le complexe formé. Dans les cas les plus favorables, la désexcitation est si rapide que le taux d'association radiative est égal au taux de collision (i.e. l'association radiative n'est plus limitée par le processus de désexcitation).

Les mesures directes des taux de ces réactions sont très difficiles car au laboratoire, à l'exception des expériences en pièges à ions, les complexes AB^* sont généralement désexcités par collision bien avant d'avoir eu le temps d'émettre un photon. On pense cependant que ces réactions sont rapides aux

basses températures qui prévalent dans les nuages sombres.

Par exemple, l'association radiative pourrait jouer un rôle important dans la synthèse du benzène ($c\text{-C}_6\text{H}_6$) via la suite de réactions :



suivi de la recombinaison dissociative de $C_6H_7^+$ (McEwan et al., 1999).

1.2.5 Réactions neutre-neutre

Les réactions entre espèces neutres (entre molécules ou entre atomes et molécules) ont longtemps tenu un rôle marginal dans les modèles de chimie interstellaire. L'interaction entre deux molécules stables passe en effet par le franchissement d'une barrière de potentiel, ce qui en limite l'efficacité aux zones chaudes du gaz moléculaire. Pourtant, depuis une dizaine d'années, l'intérêt pour les réactions neutre-neutre ne cesse de croître. On s'est d'abord aperçu que beaucoup de réactions entre oxygène atomique et radicaux libres⁵ étaient rapides à température ambiante, puis que le carbone atomique réagissait rapidement avec des hydrocarbures stables (toujours à 300 K), puis que des réactions entre les radicaux CN ou OH et des molécules stables étaient rapides – et tendaient à s'accélérer – jusqu'aux températures typiques des nuages sombres. Au cours des années 90, ces réactions ont donc pris peu à peu leur place dans les réseaux de chimie interstellaire (Bettens et al., 1995).

Un type de réaction particulièrement important pour la chimie des hydrocarbures est celui qui implique un atome de carbone et un hydrocarbure. Par exemple, selon Kaiser et al. (1997, 1999), la réaction $C + C_2H_2 \rightarrow c - C_3H + H$ pourrait entrer en compétition avec la voie "classique" (i.e ion-molécule) de formation de $c\text{-C}_3\text{H}$ à basse température. Les réactions molécule-molécule jouent aussi probablement un rôle non négligeable dans la croissance des chaînes carbonées. Pour les cyanopolynes et les polyacétylènes, Fukuzawa et al. (1998) ont démontré que les réactions $C_{2n}H_2 + CN \rightarrow HC_{2n+1}N + H$ ($n = 1 - 4$) et $C_{2n}H_2 + C_2H \rightarrow HC_{2n+2}H + H$ ($n = 1 - 4$) étaient exothermiques et ne possédaient pas de barrière d'activation.

5. Molécule dont les liens de valence ne sont pas satisfaits et donc pourvue d'un ou plusieurs électrons non appariés.

1.2.6 Photodissociation

La photodissociation – c’est-à-dire la destruction d’une molécule par absorption d’un photon (ultraviolet) – joue un rôle important dans la chimie du milieu interstellaire. Non seulement dans le milieu diffus et à la surface des nuages moléculaires (régions de photodissociation), mais aussi au cœur des nuages sombres où des *photons secondaires* sont créés par les rayons cosmiques (voir Sternberg et al., 1987).

Lorsque la photodissociation se fait par absorption du rayonnement UV dans des raies (plutôt que dans un continuum, comme c’est le cas en général), la molécule concernée a la capacité de s’auto-protéger. C’est justement ce qui se passe pour H_2 et CO à la surface des nuages moléculaires. La photodissociation de CO a été discutée par van Dishoeck & Black (1988). Son taux dans le champ UV interstellaire moyen non atténué ($A_V = 0$) est d’environ $2 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$. Elle est particulièrement intéressante pour la chimie des hydrocarbures car elle libère C, qui permet la croissance des chaînes, et O, qui les détruit.

Les taux de photodissociation des hydrocarbures sont mal connus. Lee (1984) donne un taux de $3.1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ pour l’acétylène C_2H_2 à $A_V = 0$, et van Dishoeck (1988) environ 10^{-9} s^{-1} pour *c*- C_3H_2 (mais avec une incertitude d’un ordre de grandeur). Dans les modèles, on fait généralement l’hypothèse que la photodissociation des hydrocarbures est de l’ordre de 10^{-9} s^{-1} , c’est-à-dire est rapide.

1.2.7 Chimie sur les grains de poussière

Nous n’évoquons ici la chimie sur les grains que pour souligner leur importance désormais avérée dans la chimie du milieu interstellaire. Bien que la formation de molécules sur les grains ait été envisagée très tôt – dès 1951, Bates & Spitzer évoquent la présence de méthane sur les grains et, en 1970, Hollenbach & Salpeter montrent que H_2 s’y forme – il faut reconnaître avec Hasegawa et al. (1995) qu’elle a longtemps été négligée par les astrochimistes. Peut-être en partie parce que, face aux succès de la chimie des nuages sombres, elle devait paraître bien ingrate et difficile ! Les mécanismes qui régissent la chimie sur les grains sont en effet mal compris, à commencer par ceux qui sont responsables de la formation de H_2 .

Les réactions à la surface des grains dépendent dans le détail des propriétés chimiques (composition) et physiques (état de surface) de ces grains – qui sont très mal connues. Disons simplement que la chimie sur les grains nécessite une certaine mobilité des atomes et molécules piégés en surface. Plusieurs mécanismes de désorption existent qui libèrent ensuite dans le gaz

les espèces formées (entre autres CO, H₂CO, CO₂, H₂O, NH₃, ...).

Déplétion

Sans que l'on puisse à proprement parler de chimie, la condensation sur les poussières de molécules fabriquées dans le gaz joue aussi un rôle non négligeable. Nous parlerons de la *déplétion* d'un élément (ou d'une molécule) pour signifier que son abondance dans la phase gazeuse est plus faible qu'une certaine valeur standard. Dans les modèles de chimie, les abondances standard utilisées sont généralement celles observées en direction de ζ Oph et compilées par Mitchell et al. (1978)⁶.

La déplétion des molécules a un impact direct sur la chimie en phase gazeuse. Dans les coeurs denses, où la température peut être inférieure à 10 K, on observe ainsi une augmentation de l'abondance de certains ions moléculaires, qui est interprétée comme une conséquence de la condensation des espèces neutres sur les grains. En effet, puisque les réactions ion-neutre sont les plus efficaces dans le gaz froid, le transfert d'une partie des molécules neutres de la phase gazeuse vers la phase solide conduit à une destruction moindre des ions moléculaire du gaz. Cette interprétation est appuyée par l'observation d'une diminution d'abondance de certaines molécules au coeur des nuages denses (voir par exemple Caselli et al., 1999). D'autres effets de la déplétion sur la chimie du milieu interstellaire s'observent dans les modèles des astrochimistes. Le rapport des abondances du carbone et de l'oxygène, par exemple, est un paramètre qui influence profondément la chimie des hydrocarbures (voir section 1.3 et figure 1.1). La déplétion des métaux, dont l'affinité électronique est importante, joue quant à elle sur le degré d'ionisation du gaz.

1.3 Quelques modèles d'astrochimie

Il existe aujourd'hui de nombreux modèles de chimie interstellaire. Les deux principaux sont le *New Standard Model*, du groupe d'Eric Herbst à l'université de l'Ohio, et le modèle UMIST95, développé à l'université de Manchester autour de Tom Millar. Tous deux traitent de la chimie dans les nuages sombres et dérivent peu ou prou du modèle de Herbst & Klemperer

6. Ces mesures d'abondances dans le gaz diffus de notre voisinage montrent d'ailleurs une déplétion des éléments par rapport aux abondances "cosmiques" – c'est-à-dire celles observées dans le Soleil, les étoiles proches et les météorites –, qui constituent la référence ultime.

(1973) modifié par l'approche "pseudo-dépendante du temps" ⁷ introduite par Prasad & Huntress (1980a,b).

D'autres modèles ont cependant vu le jour. Parfois pour résoudre des problèmes spécifiques – par exemple la formation des PAH dans les enveloppes circumstellaires (Cherchneff et al., 1992) ou la présence de carbone atomique dans les nuages denses (Chièze et al., 1991) – mais aussi pour rendre compte de la chimie dans des environnements spécifiques – dans les chocs (Flower et al., 1985) et les PDR par exemple (Le Bourlot et al., 1993 ; Lee et al., 1996a). Ces modèles intègrent souvent des processus physiques microscopiques (chauffage et refroidissement du gaz) ou macroscopiques (mélange dynamique...).

Pour une introduction à l'histoire des différents modèles de chimie, on se reportera à Lee et al. (1996b) et aux références citées. Nous ne présentons ici – succinctement – que les trois modèles utilisés dans notre travail.

1.3.1 Le *New Standard Model*

Le NSM (Bettens et al., 1995) est un modèle de chimie en phase gazeuse de nuage dense et opaque. Il contient 3785 réactions et 409 espèces chimiques – jusqu'à C_9H_2 , CH_3C_6H , HC_9N ou CH_3C_7N – mais ne fait pas de distinction entre isomères cycliques et linéaires. Le NSM est une extension du modèle de Herbst et Leung (Herbst & Leung, 1986, 1989), essentiellement basé sur une chimie ion-neutre, qui inclut donc peu de réactions neutre-neutre. Il est capable de produire des espèces complexes avec des abondances maximales vers $10^{4.5}$ - $10^{5.5}$ ans, avant que la chimie n'atteigne son état stationnaire (on parle d'"*early time*" chemistry⁸). Ces abondances sont alors comparables à celles observées dans TMC-1. Lorsque des réactions neutre-neutre rapides sont intégrées au réseau, notamment celles qui font intervenir l'oxygène atomique, l'accord n'est plus automatique. Cela est dû au fait que la chimie du NSM est une chimie riche en oxygène ($C/O = 0.4$) et que cet atome détruit les chaînes carbonées.

Adaptation du NSM à la chimie des isomères

Turner et al. (2000) ont adapté le réseau de chimie du NSM pour qu'il traite les espèces linéaires et cycliques de C_3H , C_3H_2 et leurs progéniteurs (c-

7. Le système d'équations différentielles de la cinétique chimique est résolu en fonction du temps à partir d'abondances initiales fixées et de conditions physiques homogènes.

8. Ce terme ne signifie pas que l'on doive pour autant confondre le stade d'évolution chimique d'un nuage avec son âge. Pour une critique de cette approche, voir Gerin et al. (2003).

C_3H_3^+ et $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$). L'inclusion des 3 espèces cycliques ajoute 319 réactions au réseau, bien que les auteurs fassent l'hypothèse – restrictive – que les réactifs linéaires ne produisent que des espèces linéaires (et de même pour les espèces cycliques). Turner et al. ajoutent aussi les réactions de l'oxygène atomique et du carbone atomique avec les isomères linéaires de C_3H et C_3H_2 . Les espèces cycliques sont supposées inertes vis à vis de C et O.

Cette version modifiée du NSM donne de bons résultats sur les abondances des hydrocarbures à l'état stationnaire. Elle ne nécessite pas de chimie "*early time*". Elle constitue aussi, sans doute, le réseau de chimie interstellaire le plus complet actuellement disponible. Beaucoup de taux de branchements et de taux de réactions dans le modèle nous sont cependant inconnus.

1.3.2 Le modèle UMIST95

La version "1995" de la base de données UMIST pour l'astrochimie est présentée par Millar et al. (1997). Elle contient 3864 réactions en phase gazeuse, 395 espèces et 12 éléments chimiques. La molécule la plus complexe du réseau est $\text{CH}_3\text{C}_7\text{N}$. Là encore, la chimie est essentiellement ion-neutre puisque le réseau compte 2802 réactions de ce type contre 394 réactions neutre-neutre. Les autres réactions sont des réactions de recombinaison, de photodissociation et d'ionisation par les rayons cosmiques. Le réseau UMIST95 traite les isomères de C_3H_2 et leurs progéniteurs, mais ne fait pas de différence entre *c*- C_3H et *l*- C_3H .

Globalement, le modèle UMIST95 se comporte comme le NSM : l'état stationnaire est atteint après 10^7 ans d'évolution et les abondances des espèces complexes sont maximales vers 10^5 ans (chimie "*early time*"), juste avant que tout le carbone atomique ne soit piégé sous forme de CO. Lorsque l'on augmente artificiellement la proportion initiale de carbone dans le modèle, le pic est moins marqué et les abondances des hydrocarbures sont plus importantes à l'état stationnaire (figure 1.1).

1.3.3 Le modèle de Meudon

Le Boulrot et al. (1995) ont développé un modèle de région de photodissociation dans lequel les équilibres radiatif, chimique et thermique sont résolus (voir la page <http://aristote.biophy.jussieu.fr/MIS/>). Le modèle traite le cas d'un nuage plan semi-infini à l'état stationnaire éclairé par un champ isotrope. Le nuage est découpé en couches (typiquement une cinquantaine). Pour chaque couche – et dans cet ordre – le transfert radiatif dans l'UV, l'équilibre chimique, l'équilibre thermique et les émissivités des transitions de refroidissement sont calculés, jusqu'à convergence.

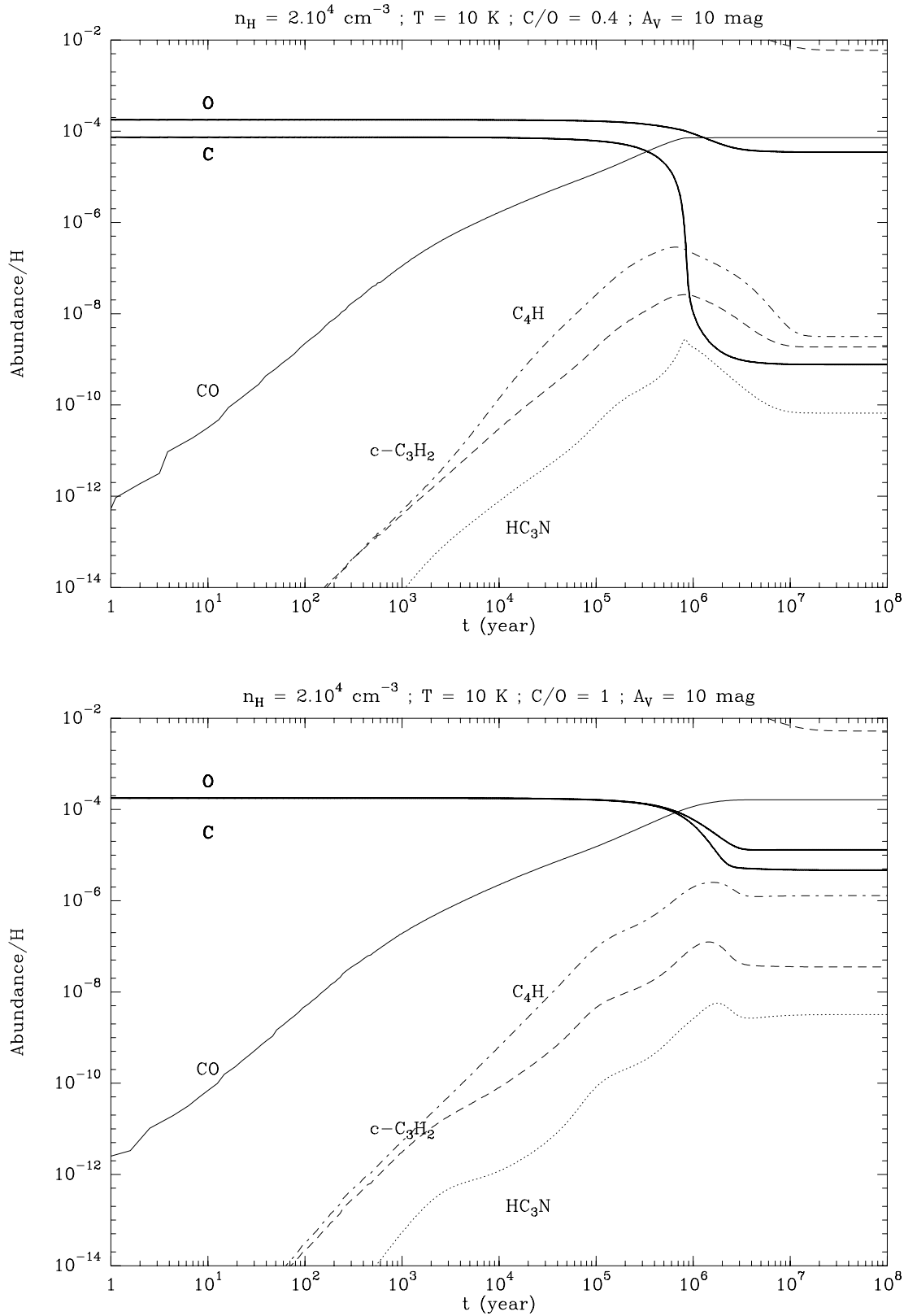


FIG. 1.1 – Évolution chimique d'un nuage homogène à température constante pour $C/O = 0.4$ (en haut) et $C/O = 1$ (en bas) dans le modèle UMIST95. Les conditions initiales sont celles données dans les tables 3 et 4 de Fossé et al. (2001).

Ce sont les raies de structure fine de C II et O I qui sont les principales raies de refroidissement des parties externes des PDR. H₂ intervient à la surface (chaude) des nuages, puis CI et enfin ¹³CO, dans les parties plus internes. Le chauffage du gaz est principalement dû à l'effet photoélectrique sur les grains et les PAH et à la formation de H₂ sur les grains. Mais le modèle tient compte aussi du chauffage chimique (essentiellement dû à la recombinaison dissociative des principaux ions moléculaires), de la photodestruction des molécules et des rayons cosmiques. Pour une discussion de ces aspects, on pourra se reporter à Habart (2001).

Dans sa version "basique", le modèle intègre un réseau de chimie contenant 76 espèces et environ 800 réactions chimiques, dont 12 de substitution isotopique (par exemple $^{13}\text{C}^+ + \text{CO} \rightarrow \text{C}^+ + ^{13}\text{CO}$). Nous avons utilisé une version du modèle adaptée par Evelyne Roueff pour les réseaux de chimie NSM et UMIST95.

1.4 Matière carbonée et hydrocarbures

Le carbone est le quatrième plus abondant élément de l'Univers. On le rencontre dans le milieu interstellaire sous forme de poussière et de molécules, avec une abondance totale de 225 ± 50 ppm (Snow & Witt, 1995). Dans la phase gazeuse diffuse, son abondance vaut environ 140 ± 20 ppm et est pratiquement constante⁹ (Cardelli et al., 1996). On connaît très mal l'abondance du carbone dans la phase gazeuse dense et froide.

1.4.1 La matière carbonée dans le milieu interstellaire

Sur les 112 molécules observées jusqu'ici dans le milieu interstellaire¹⁰, 86 possèdent au moins un atome de carbone et 34, parmi celles-ci, ont un squelette carboné de 3 atomes ou plus. Ceci s'explique par la capacité du carbone à former des molécules complexes par réaction de fixation (C réagit avec un ion hydrocarbure), d'insertion (C⁺ réagit avec un hydrocarbure neutre) et de condensation (réaction entre hydrocarbures ion et neutre). Les deux premières réactions, qui impliquent l'abstraction d'un atome d'hydrogène, expliquent aussi que la plupart des molécules carbonées du milieu interstellaire sont insaturées. Ainsi, la plus longue chaîne carbonée observée à ce jour dans le milieu interstellaire possède 11 atomes de carbone pour seulement un atome d'azote et un atome d'hydrogène (HC₁₁N). De petits agrégats de

9. Ce qui indique soit de faibles échanges entre le gaz et les poussières, soit un régime d'échange stationnaire.

10. Nous ne comptabilisons pas les molécules deutérées.

carbone¹¹ – C₂, C₃ et peut-être C₄ – ont aussi été détectés (Hobbs & Campbell, 1982 ; Maier et al., 2001 ; Cernicharo et al., 2002). C₅ a été détecté dans l'enveloppe de l'étoile carbonée IRC+10216 (Bernath et al., 1989).

D'autres formes de matière carbonée existent dans le milieu interstellaire. Des hydrocarbures aromatiques polycycliques (*PAH* en anglais), nous y reviendrons, mais aussi sans doute des nanodiamants (identifiés dans l'enveloppe d'une étoile Herbig Ae/Be par Guillois et al., 1999 ; voir aussi Jones & d'Hendecourt, 2000), et peut-être des fullerènes, de la suie, du graphite, etc. (voir figure 1.2, extraite de Ehrendfreund & Charnley, 2000). L'identification et la caractérisation de ces différents matériaux font l'objet de nombreux travaux de laboratoires, en relation avec des recherches dans d'autres domaines comme la combustion ou la physique des agrégats.

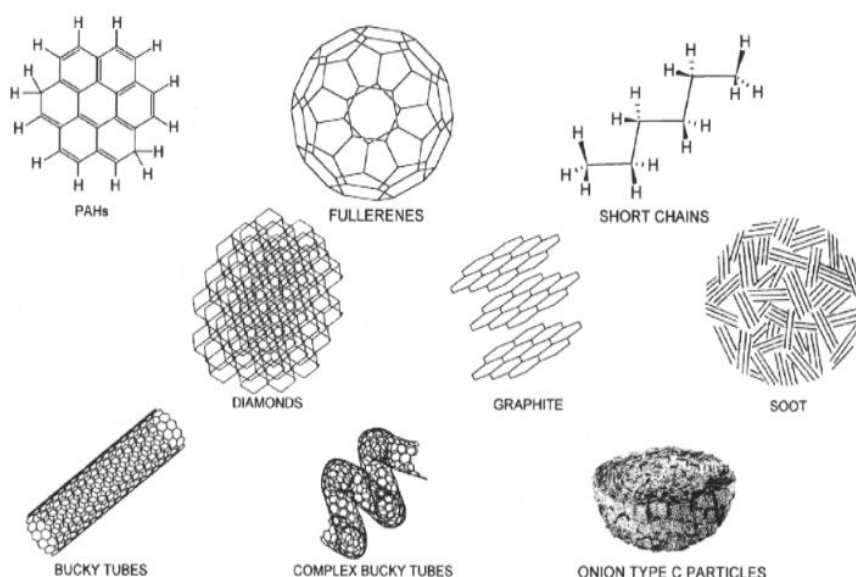


FIG. 1.2 – Différentes formes de matière carbonée susceptibles d'être présentes dans le milieu interstellaire et le système solaire. Extrait de Ehrendfreund & Charnley, 2000.

1.4.2 Les hydrocarbures : intérêt pour l'astrochimie

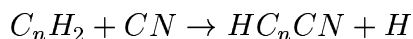
Les hydrocarbures forment une classe à part parmi les molécules interstellaires. D'abord parce que la plupart des espèces en sont dérivées. Par

11. Pour une revue récente sur ces *carbon clusters*, voir van Orden & Saykally (1998).

exemple, les cyanopolyynes sont formés par :



ou



Ensuite parce qu'ils sont essentiellement présents dans le milieu interstellaire sous forme non saturée, donc très réactive. Cette réactivité permet de tester les modèles de chimie. Puis parce que deux d'entre eux – C_3H_2 et C_3H – sont observés sous forme linéaire et cyclique. À ce jour, ce sont les seules espèces du milieu interstellaire pour lesquelles nous connaissons deux isomères. Enfin parce qu'ils sont étroitement liés aux PAH (cf. Herbst, 1991 ; Cherchneff et al., 1992 ; Allain et al., 1996a,b), dont les processus de formation et de destruction ne sont pas encore compris.

1.4.3 Les hydrocarbures aromatiques polycycliques

L'existence d'hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH) dans le milieu interstellaire a été postulée au début années 80 pour rendre compte de l'observation de bandes d'émission vues en infrarouge un peu partout à travers la Galaxie. Entre (approximativement) 2 et 15 μm , le spectre interstellaire infrarouge présente en effet 6 bandes principales d'émission – à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7 μm – parfois désignées sous le nom de *Unidentified Infrared emission bands* – *UIR*. Ces bandes correspondent en fait aux modes de vibration des liaisons aromatiques C-H (pour 3.3, 8.6, 11.3 et 12.7 μm) et C-C (6.2 et 7.7 μm), aussi privilégierons-nous dans la suite de ce mémoire la dénomination *AIB*, pour *Aromatic Infrared Bands*.

Le processus d'émission des AIB est le suivant (Léger & Puget, 1984 ; Allamandola et al., 1985) : un PAH absorbe un photon ultraviolet ; l'énergie du photon est convertie en énergie interne (via les modes de vibration des liaisons intramoléculaires) ; les densités dans le milieu interstellaire étant extrêmement faibles, la désexcitation du PAH par collision est inefficace, et l'énergie emmagasinée s'évacue principalement par fluorescence infrarouge. Ce processus d'émission hors d'équilibre nécessite une taille nanométrique pour les PAH. De plus, les intensités relatives des AIB suggèrent l'existence d'une population de PAH ionisés. Le degré d'ionisation dépend de plusieurs facteurs (densité de photons UV, densité du gaz, abondance électronique, température) et peut atteindre 100%. Il est probable que cette population ait un impact sur la chimie interstellaire (Lepp & Dalgarno, 1988 ; Bakes & Tielens, 1998).

Les processus de combustion à l'œuvre dans les enveloppes d'étoiles carbonées semblent pouvoir fabriquer de grandes quantités de PAH (voir par exemple Cherchneff et al., 1992). Cependant, le satellite ISO a détecté les bandes d'émission caractéristiques de ces espèces dans une grande variété de sources interstellaires (Boulanger et al., 2000) et la question se pose de savoir si les étoiles seules peuvent rendre compte de l'abondance totale des PAH¹².

Plusieurs processus de destruction des PAH ont été proposés : explosion coulombienne après une double ionisation (Leach, 1987), recombinaison dissociative de cations PAH doublement chargés (Millar, 1992), réaction avec l'oxygène atomique (Duley & Williams, 1986), photodissociation directe de liaisons C-H (Buch, 1989), et thermo-photo-dissociation (Léger et al., 1989). Dans ce dernier modèle, l'efficacité de la photodissociation – par détachement d'un atome d'hydrogène, de carbone, ou bien d'une molécule d'acétylène – dépend du nombre de liaisons dans lesquelles l'énergie du photon incident peut être redistribuée, et donc de la taille des PAH, les plus petits étant plus efficacement détruits. Deux études récentes viennent conforter ce modèle. Celle de Verstraete et al. (2001), qui montre que la queue de la distribution en température des PAH, remarquablement constante¹³, dépend de la taille minimale des PAH et de la "dureté" (*hardness*) du champ de rayonnement UV auquel ils sont soumis – l'augmentation de la taille minimale des PAH à mesure que le champ de rayonnement se durcit s'explique naturellement dans le cadre d'un modèle où la photodissociation des petits PAH est plus efficace que celle des gros. Et l'étude de Le Page et al. (2003), qui montre notamment que les PAH qui possèdent moins de 20 atomes de carbone sont rapidement détruits dans le milieu interstellaire¹⁴.

12. D'autant plus que les PAH sont probablement présents aussi dans les nuages sombres, où les conditions d'excitation ne leur permettent pas de rayonner.

13. Ce sont en réalité la position et la largeur des AIB qui sont remarquablement constantes, mais celles-ci dépendent de la température des cations PAH (Joblin et al., 1995).

14. Entre autres par éjection de petits agrégats (C₂, C₃) et d'acétylène.

Chapitre 2

Hydrocarbures dans les nuages sombres

2.1 TMC-1

2.1.1 *Taurus Molecular Cloud 1*

TMC-1 est un filament moléculaire de la constellation du Taureau, situé dans un ensemble plus vaste baptisé *Heiles Cloud 2*, à environ 100 pc de distance. Sa température est de 10 K et sa densité vaut $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Cernicharo & Guélin, 1987). Il est devenu l'une des cibles privilégiées des radioastronomes au milieu des années 70, lorsqu'on y découvrit les molécules les plus complexes du milieu interstellaire à l'époque : HC_3N , HC_5N , HC_7N et HC_9N (Churchwell et al. 1978 et références citées; Broten et al., 1978). La figure 2.1 montre le filament vu dans la transition $J = 10-9$ de HC_3N (Cernicharo, comm. pers.).

Un laboratoire de chimie en phase gazeuse...

TMC-1 est aujourd'hui considéré comme la plus riche source de molécules exotiques du ciel (avec le nuage Sgr B2). HC_{11}N y a été détecté en 1985 (Bell & Matthews, 1985), mais aussi C_5N , C_5H , C_6H , C_8H , H_2C_3 , H_2C_4 et H_2C_6 (Guélin et al., 1998; Cernicharo et al., 1986, 1987, 1991; Kawagushi et al., 1991; Langer et al., 1997; Bell et al., 1999), soit toutes les longues chaînes carbonées connues dans le milieu interstellaire.

L'observation d'un si grand nombre d'espèces d'une même famille dans un unique nuage – dont les conditions physiques sont par ailleurs bien déterminées – a fait de TMC-1 le principal laboratoire de chimie en phase gazeuse des astrochimistes. Ainsi, les résultats des modèles de chimie des nuages sombres

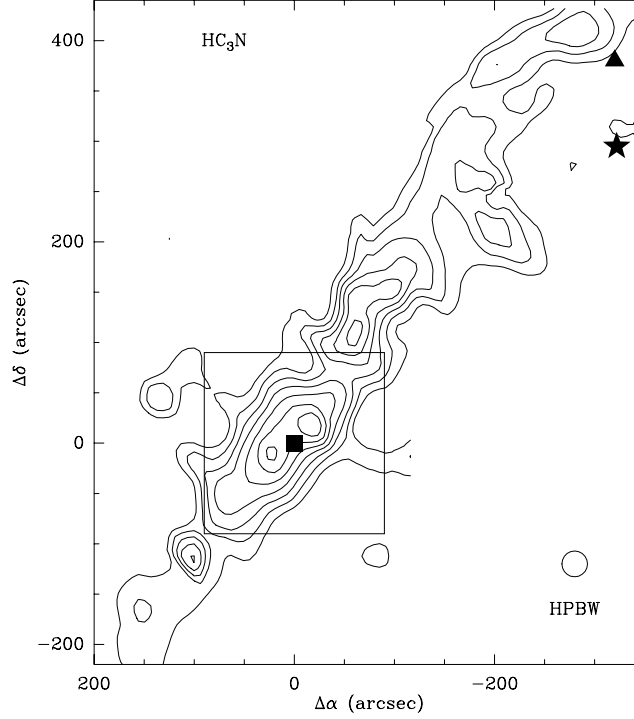


FIG. 2.1 – *Intensité intégrée de $\text{HC}_3\text{N}(10-9)$ dans TMC-1. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 0.4 à 1.6 K km s^{-1} . La référence de la carte est : $\alpha_{1950} = 04^{\text{h}}38^{\text{m}}38.6^{\text{s}}$, $\delta_{1950} = 25^{\circ}35'45''$. Les positions du pic des cyanopolyynes (carré), du pic de l'ammoniac (triangle) et de la source IRAS 04381+2540 (étoile) sont données. Nous avons encadré la zone à laquelle nous nous intéresserons par la suite.*

sont souvent comparés directement aux abondances dans TMC-1 (voir par exemple les travaux de Millar & Freeman, 1984 ; Herbst & Leung, 1986, 1989 ; Bergin et al., 1995). De même, le nuage est une cible privilégiée pour la recherche de nouvelles molécules¹.

1. Récemment, Dickens et al. (2001) y ont notamment cherché les molécules prébiotiques $c\text{-C}_4\text{H}_5\text{N}$ (pyrrole) et $\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH}$ (glycine).

... qui semble atypique

Pour autant, la nature et la chimie de TMC-1 sont loin d'être totalement comprises. Depuis la nébuleuse proto-solaire de Churchwell et al. (1978) jusqu'à l'hypothèse de Markwick et al. (2000) – les gradients chimiques observés dans le filament sont dus à la destruction de manteaux de glaces induite par la propagation d'ondes d'Alfvén, elles-mêmes issues de l'objet proto-stellaire IRAS 04381+2540 (en regardant la figure 2.1, il est effectivement tentant de lier l'évolution de TMC-1 à la présence de cet objet!) – plusieurs modèles se sont succédés pour "expliquer TMC-1". Aucun ni parvient totalement. D'une part parce que le degré de sophistication auquel nous sommes parvenus dans notre connaissance observationnelle du nuage dépasse de loin les capacités des modèles (structure à petite échelle, complexité des molécules observées...), et d'autre part parce qu'il est possible que TMC-1 soit réellement non-représentatif de la chimie des nuages sombres – pour laquelle il est resté le modèle².

Dickens et al. (2001) notent ainsi que TMC-1 présente par certains aspects une chimie de type "cœur chaud", caractéristique des régions de formation d'étoiles massives. De même, Caselli et al. (1998) remarquent que la région du pic des cyanopolyynes, comparée à un échantillon de 24 nuages sombres, est très singulière "*both as far as deuterium fractionation is concerned and with regard to long-chain carbon species*". Conclusion : "*It is misleading to use the TMC-1 abundance distribution as typical*". Nous verrons dans la section 2.2 que TMC-1 se démarque aussi par l'intensité de ses raies en C_3H_2 et C_6H .

2.1.2 Chaînes et cycles carbonés dans TMC-1

Les espèces C_3H et C_3H_2 sont les deux seules à avoir été observées sous forme d'isomères dans le milieu interstellaire. Elles sont pour cela d'un intérêt particulier en astrochimie. Le cyclopropenylidène ($c-C_3H_2$), le propadienylidène ($l-C_3H_2$), le cyclopropynylidyne ($c-C_3H$) et le propynylidyne ($l-C_3H$) ont été détectés – et parfois découverts – dans TMC-1, ce qui en fait une cible toute indiquée pour l'étude de la chimie des isomères.

Résumé de l'article Fossé et al. (2001)

Nous présentons dans cet article des résultats de cartographie de HC_3N , C_6H , $c-C_3H_2$, $c-C_3H$, $l-C_3H_2$ et $l-C_3H$. De façon surprenante, la distribution

2. Bien que nous sachions désormais qu'il abrite des étoiles naissantes, qui perturbent nécessairement leur environnement. Un flot proto-stellaire issu de IRAS 04381+2540 a par exemple été détecté par Chandler et al. (1996).

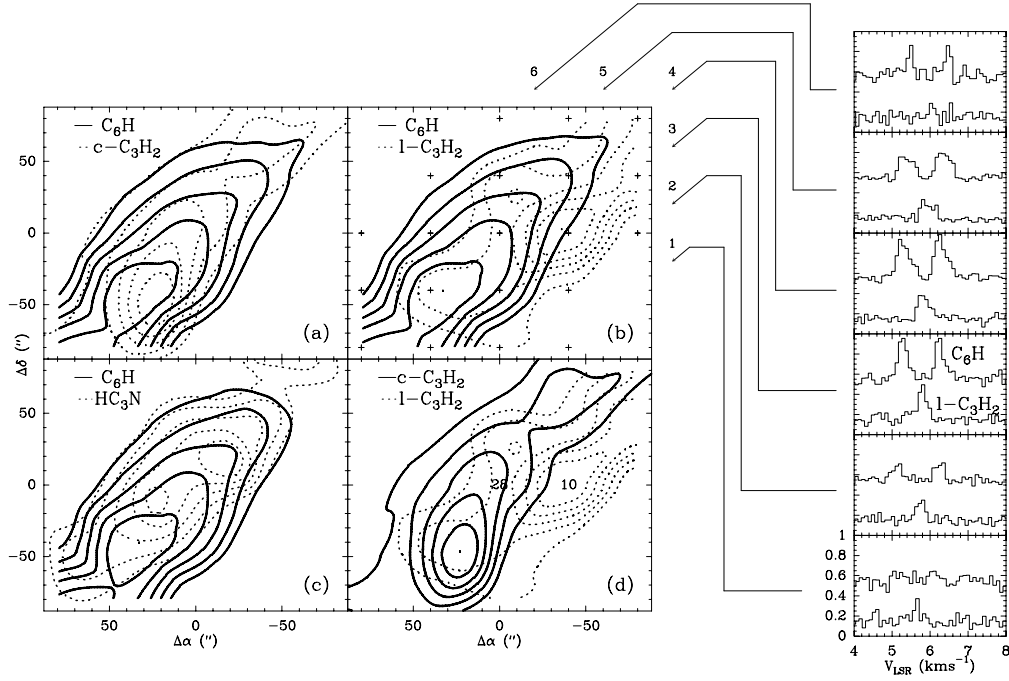
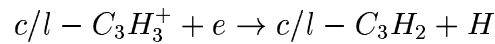
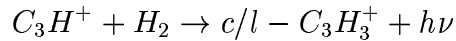
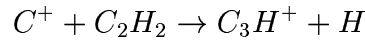


FIG. 2.2 – Chaînes et cycles carbonés dans TMC-1. C_6H et $l-C_3H_2$ ont été observés dans la même bande de fréquence. Voir Fossé et al. (2001) pour une légende complète.

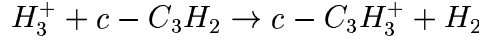
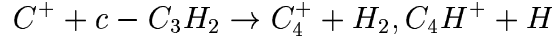
de l'isomère linéaire de C_3H_2 ne correspond pas à celle de l'espèce cyclique. Le rapport $N(c-C_3H_2)/N(l-C_3H_2)$ varie d'un facteur 3 du Sud-Ouest du filament au Nord-Est. De même, le rapport $N(c-C_3H)/N(l-C_3H)$ varie d'un facteur 2.5 sur une échelle de distance de 0.02 pc. Ces variations sont interprétées comme la conséquence d'une compétition entre réactions ion-neutre et neutre-neutre pour la destruction des quatre molécules.

Le cas des isomères de C_3H_2 est plus particulièrement étudié grâce au réseau de chimie UMIST95. Nous montrons que, dans cette chimie, le rapport $N(c-C_3H_2)/N(l-C_3H_2)$ dépend de l'abondance électronique du milieu (figure 2.3). En effet, nos molécules se forment par la chaîne de réactions :

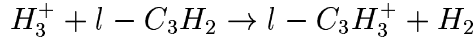
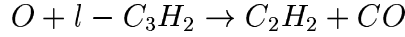
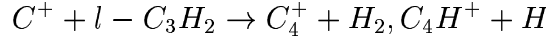
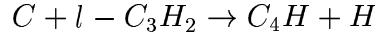


pour laquelle nous supposons que les ions cycliques engendrent les molécules cycliques et les ions linéaires les molécules linéaires (Adams & Smith, 1987; Maluendes et al., 1993). Dans le milieu diffus, les ions progéniteurs des isomères de C_3H_2 sont principalement détruits – au même taux – par recombinaison dissociative. Dans les nuages sombres en revanche, la densité est suffisante pour que les réactions ion-neutre prennent le pas sur la recombinaison dissociative. L’ion cyclique étant supposé inerte pour ce type de réaction, son abondance augmente par rapport à celle de $l-C_3H_3^+$, et par conséquent celle de $c-C_3H_2$ par rapport à celle de $l-C_3H_2$ (voir aussi Cernicharo et al., 1999).

Cette compétition entre réactions ion-neutre et neutre-neutre s’applique aussi à la destruction des isomères neutres. Les principaux processus de destruction pour $c-C_3H_2$ sont :



et pour l’isomère linéaire :



Pour des extinctions visuelles modérées ($A_v \leq 3$), le rapport d’abondance des isomères cyclique et linéaire de C_3H_2 dépend de l’abondance électronique *via* le rapport C^+/C (l’ion C^+ détruit efficacement les deux espèces tandis que C réagit avec uniquement avec $l-C_3H_2$). À plus haute extinction visuelle, l’abondance des ions diminue et le taux de destruction des deux espèces par réaction ion-neutre aussi. La destruction du seul $l-C_3H_2$ par réaction avec l’oxygène atomique explique alors la surabondance du cyclopropenylidène.

La dépendance du rapport $[c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$ avec l’abondance électronique est intéressante car elle signifie qu’il pourrait être utilisé comme sonde de $x(e^-)$ dans les milieux où les méthodes classiques (mesures de $[DCO^+]/[H^{13}CO^+]$ ou $[N_2D^+]/[N_2H^+]$; voir Guélin et al. 1982a, Caselli et al. 1998, Caselli 2002) sont ineffectives. En particulier, il serait intéressant de mesurer ce rapport dans plusieurs lignes de visées en absorption, là où la dépendance de $[c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$ avec $x(e^-)$ semble la plus forte (fig. 2.3) et où les molécules deutérées ne sont pas détectées.

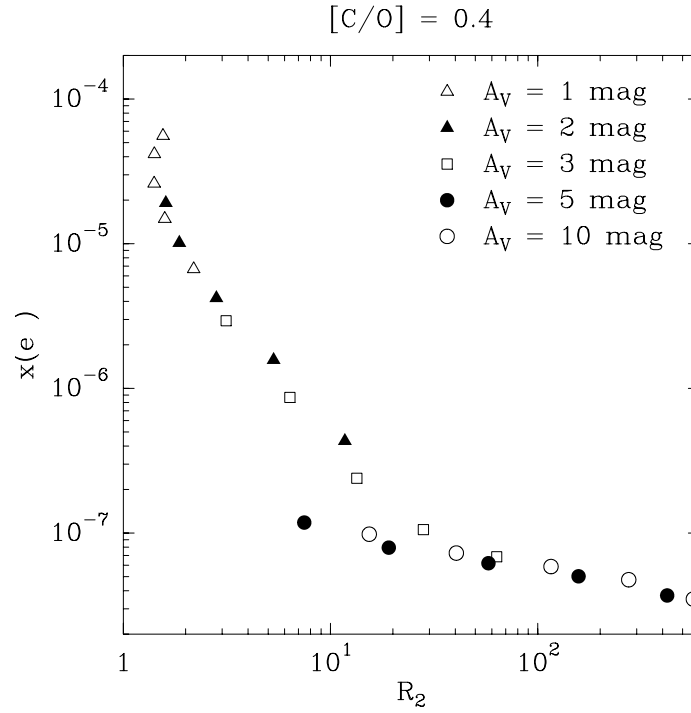


FIG. 2.3 – *Rapport d'abondance des isomères cycliques et linéaires de C_3H_2 ($R_2 \equiv [c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$) en fonction de l'abondance électronique modélisé par la chimie UMIST95 à l'état stationnaire.*

MOLECULAR CARBON CHAINS AND RINGS IN TMC-1

DAVID FOSSÉ,^{1,2} JOSÉ CERNICHARO,¹ MARYVONNE GERIN,² AND PIERRE COX³

Received 2000 April 18; accepted 2001 January 3

ABSTRACT

We present mapping results in several rotational transitions of HC_3N , C_6H , both cyclic and linear C_3H_2 and C_3H , toward the cyanopolyne peak of the filamentary dense cloud TMC-1 using the IRAM 30 m and MPIfR 100 m telescopes. The spatial distribution of the cumulene carbon chain propadienyldene H_2CCC (hereafter $l\text{-C}_3\text{H}_2$) is found to deviate significantly from the distributions of the cyclic isomer $c\text{-C}_3\text{H}_2$, HC_3N , and C_6H , which, in turn, look very similar. The cyclic over linear abundance ratio of C_3H_2 increases by a factor of 3 across the filament, with a value of 28 at the cyanopolyne peak. This abundance ratio is an order of magnitude larger than the range (3–5) we observed in the diffuse interstellar medium. The cyclic over linear abundance ratio of C_3H also varies by ~ 2.5 in TMC-1, reaching a maximum value (13) close to the cyanopolyne peak. These behaviors might be related to competitive processes between ion-neutral and neutral-neutral reactions for cyclic and linear species.

Subject headings: ISM: abundances — ISM: individual (TMC-1) — ISM: molecules — molecular processes

1. INTRODUCTION

Among the molecules discovered in the interstellar medium, C_3H_2 and C_3H are of peculiar interest for astrochemistry since both are observed in two isomeric forms: cyclic and linear. The ring molecule cyclopropenyldiene (hereafter $c\text{-C}_3\text{H}_2$) was discovered in 1985 (Thaddeus, Vrtilek, & Gottlieb 1985) and immediately gained attention because of its ubiquity in the Galaxy (e.g., Matthews & Irvine 1985). One of its linear counterparts, the propadienyldiene ($l\text{-C}_3\text{H}_2$), was discovered in TMC-1 by Cernicharo et al. (1991). The two isomeric shapes of C_3H , cyclopropynylidyne ($c\text{-C}_3\text{H}$) and propynylidyne ($l\text{-C}_3\text{H}$), were also detected in TMC-1 (Yamamoto et al. 1987; Thaddeus et al. 1985).

This variety of isomers for the same species raises the question of their formation. In particular, are rings and chains formed from the same progenitors and involved in the same reactions networks? Furthermore, these isomers can be used to probe interstellar chemistry models that include heavy interstellar molecules such as cumulene carbenes (Bettens & Herbst 1996, 1997; see also Millar, Leung, & Herbst 1987). Previous observations by Cernicharo et al. (1999) have shown that the cyclic over linear abundance ratio of C_3H_2 (hereafter R_2) in the diffuse medium along the line of sight toward the continuum sources W51E1/E2, W51D, and W49 is 1 order of magnitude smaller than its value in TMC-1. In a recent study, Turner, Herbst, & Terzieva (2000) have compared measurements in three translucent clouds and two dense clouds (TMC-1 and L183) of the C_3H cyclic over linear abundance ratio (R_1) and R_2 ratio—and column densities of six other hydrocarbons—to a modified version of the New Standard Model of chemistry

(Lee, Bettens, & Herbst 1996). They found small variation of R_1 from source to source and a systematic higher R_2 ratio, with the largest values found in the two dark clouds. Also, it has been suggested that cyclic and linear isomers of a same compound could have different behavior in neutral-neutral and ion-neutral reactions (see, e.g., Adams & Smith 1987; Maluendes, McLean, & Herbst 1993; Kaiser et al. 1997, 1999). The cyclic over linear abundance ratio of molecules such as C_3H_2 and C_3H could then be used as a tool to investigate physical conditions in several media, from cold dark cloud to warmer and lower density media.

To investigate these questions, we mapped in detail the region around the cyanopolyne peak (hereafter CP) in TMC-1 in both $l\text{-C}_3\text{H}_2$ and $c\text{-C}_3\text{H}_2$ and observed at selected positions the two isomeric forms of C_3H . C_6H and HC_3N have also been observed for the purposes of comparison.

2. OBSERVATIONS

The C_3H_2 and C_6H observations were made in 1990 and 1992 with the 100 m telescope of the Max-Planck-Institut für Radioastronomie at Effelsberg (Germany). We observed the $1_{10}\text{--}1_{01}$ transitions of $c\text{-C}_3\text{H}_2$ at 18343.145 MHz and, simultaneously, those of C_6H $^2\Pi_{3/2}$ $J = 15/2\text{--}13/2$ near 20794 MHz and $l\text{-C}_3\text{H}_2$ $1_{01}\text{--}0_{00}$ at 20792.590 MHz. The antenna beam sizes at 18.3 and 20.7 GHz are of 54" and 48", respectively. We used the 1024 channel autocorrelator to achieve a resolution of 0.05 km s^{-1} at 18.3 GHz and 0.09 km s^{-1} at 20.7 GHz, and the data were taken by position switching the telescope.

The HC_3N and C_3H observations were done in 1995 and 1999 with the IRAM 30 m telescope at Pico Veleta (Spain). We observed the $l\text{-C}_3\text{H}$ $^2\Pi_{3/2}$ $J = 9/2\text{--}7/2$ transition near 98 GHz and, at the same time, the transition of $c\text{-C}_3\text{H}$ $2_{12}\text{--}1_{11}$ near 91.5 GHz. The observations were made in frequency-switching mode. The autocorrelator was used as a spectral instrument with a velocity resolution of 0.12 km s^{-1} . The half-power beamwidth (HPBW) and main-beam efficiency are 26" and 0.75 for $l\text{-C}_3\text{H}$ and 27" and 0.78 for $c\text{-C}_3\text{H}$. System temperatures were in the range of 90 to 130

¹ Depto Física Molecular, Instituto de Estructura de la Materia, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Serrano 121, E-28006 Madrid, Spain.

² Laboratoire de Radioastronomie Millimétrique, Observatoire de Paris and Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris, CEDEX 05, France; David.Fosse@lra.ens.fr.

³ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université de Paris-Sud, Bâtiment 121, F-91405 Orsay, France.

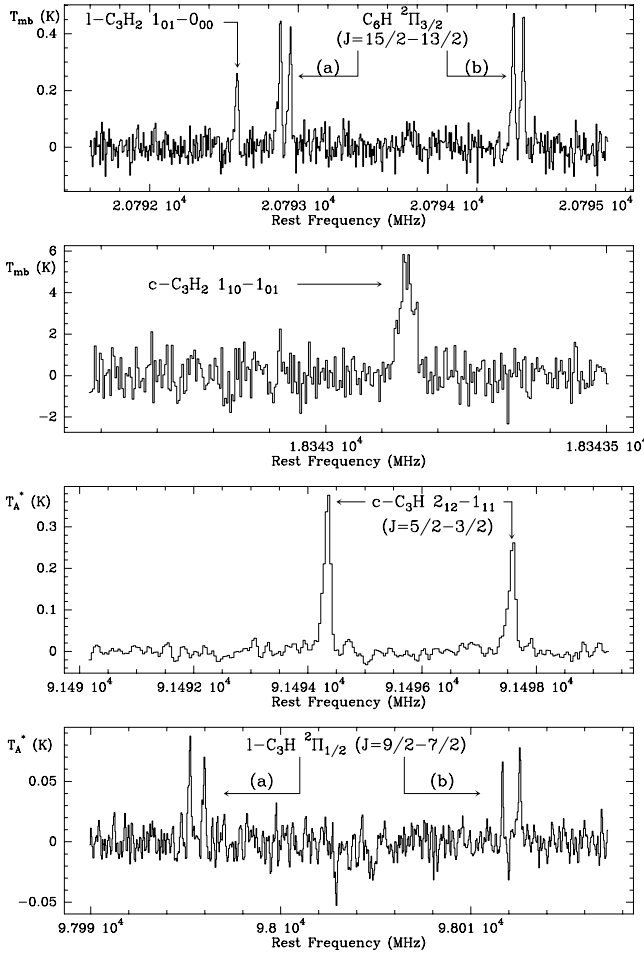


FIG. 1.—Spectra of C_6H , cyclic and linear C_3H_2 , and cyclic and linear C_3H toward the CP of TMC-1 ($v_{LSR} = 5.8 \text{ km s}^{-1}$). Note that the C_6H $2\Pi_{3/2}$ $J = 15/2-13/2$ quadruplet and the $l\text{-}C_3H_2$ $1_{01}-0_{00}$ transition are observed in the same bandwidth. The $J = 3/2-1/2$, $F = 2-1$, and $F = 1-0$ transitions of $c\text{-}C_3H$ $2_{12}-1_{11}$ are not shown here.

K. For HC_3N , observed at 90979.023 MHz ($J = 10-9$), the HPBW is $26''$. Pointing and calibration were monitored by regularly observing planets and quasars for both telescopes. Sample spectra are shown in Figure 1, and line parameters for selected positions are given in Table 1.

3. RESULTS

3.1. C_3H_2 Isomers and C_6H

The mapping results of this study are shown in Figure 2. The distributions toward the CP in TMC-1 of $c\text{-}C_3H_2$ and $l\text{-}C_3H_2$ are compared to that of C_6H in Figure 2a and 2b, respectively. Figure 2c shows the distributions of C_6H and HC_3N . The spatial distributions of $l\text{-}C_3H_2$ and $c\text{-}C_3H_2$ (Fig. 2d) are clearly different, whereas the emissions of $c\text{-}C_3H_2$, C_6H , and HC_3N have comparable distributions. The emission of $l\text{-}C_3H_2$ is shifted toward the west by approximately $40''$ with respect to $c\text{-}C_3H_2$ or C_6H —note that, since C_6H and $l\text{-}C_3H_2$ were observed in the same bandwidth, this shift cannot be caused by pointing errors during the observations.

To derive relative abundances, we first computed relations between the column density and the observed line intensity valid for uniform physical conditions, i.e., $n(H_2) = 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T_K = 10 \text{ K}$ in TMC-1 (Cernicharo & Guélin 1987). From a statistical equilibrium calculation using collisional excitation rates for $c\text{-}C_3H_2$ from Avery & Green (1989), and assuming an ortho/para ratio of 3, we find: $N(c\text{-}C_3H_2) [\text{cm}^{-2}] = 2.2 \times 10^{13} \int T_{mb} dv [\text{K km s}^{-1}]$. This linear relationship indicates that the $1_{10}-1_{01}$ transition of $c\text{-}C_3H_2$ is optically thin in TMC-1; it is in good agreement with the work of Cox, Walmsley, & Güsten (1989). Madden, Irvine, & Matthews (1986), from observations of the isotopic $c\text{-}C_2^{13}CH_2$ in TMC-1, derive an optical depth ranging from 5.6 to 6.8 for the $2_{12}-1_{01}$ transition of $c\text{-}C_3H_2$ at 85 GHz. This result is in agreement with ours since the $2_{12}-1_{01}$ line has a larger opacity than the $1_{10}-1_{01}$ transition for dark cloud physical conditions. Indeed, with our code, we are able to reproduce the results of Madden et al. at 85 GHz, the $1_{10}-1_{01}$ transition still being thin or marginally saturated ($\tau \leq 1.5$). For $l\text{-}C_3H_2$ and C_6H , there are no collisional cross sections available. We have estimated cross sections from those of H_2CO (calculated by Green et al. 1978) and of HC_3N (Green & Chapman 1978)—see Cernicharo et al. (1999). This gives $N(l\text{-}C_3H_2) [\text{cm}^{-2}] = 2.2 \times 10^{13} \int T_{mb} dv [\text{K km s}^{-1}]$ and $N(C_6H) [\text{cm}^{-2}] = 5.2 \times 10^{13} \int T_{mb} dv [\text{K km s}^{-1}]$. Note that for C_6H , $\int T_{mb} dv$ is the total integrated intensity summed over the four components of the hyperfine structure. These relationships are in good agreement with previous works (Cernicharo et al. 1991; Bell et al. 1999).

TABLE 1
LINE PARAMETERS FOR C_6H , $l\text{-}C_3H_2$, AND $c\text{-}C_3H_2$ AT SELECTED POSITIONS IN TMC-1

POSITION (arcsec)	C_6H			POSITION (arcsec)	$l\text{-}C_3H_2$			POSITION (arcsec)	$c\text{-}C_3H_2$		
	T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s $^{-1}$)	Δv (km s $^{-1}$)		T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s $^{-1}$)	Δv (km s $^{-1}$)		T_{mb} (K)	v_{LSR} (km s $^{-1}$)	Δv (km s $^{-1}$)
0, 0	0.41 ± 0.02	5.72 ± 0.01	0.27 ± 0.02	0, 0	0.27 ± 0.03	5.83 ± 0.02	0.33 ± 0.03	0, 0	3.69 ± 0.59	5.54 ± 0.01	0.12 ± 0.02
	0.13 ± 0.02	6.02 ± 0.05	0.29 ± 0.07		4.44 ± 0.59	5.72 ± 0.01	0.14 ± 0.02
		5.46 ± 0.59	5.89 ± 0.02	0.20 ± 0.02
		2.46 ± 0.59	6.12 ± 0.02	0.14 ± 0.03
−40, 0	0.31 ± 0.03	5.74 ± 0.01	0.25 ± 0.00	−40, 0	0.31 ± 0.07	5.78 ± 0.03	0.44 ± 0.08	−40, 0	2.20 ± 0.76	5.48 ± 0.05	0.20 ± 0.00
	0.11 ± 0.11	5.99 ± 0.02	0.09 ± 0.20		3.99 ± 0.76	5.70 ± 0.03	0.20 ± 0.00
0, 40	0.29 ± 0.04	5.82 ± 0.03	0.21 ± 0.06	0, 40	0.28 ± 0.06	5.85 ± 0.02	0.18 ± 0.04	0, 50	3.96 ± 0.71	5.68 ± 0.02	0.17 ± 0.04
	0.25 ± 0.04	6.07 ± 0.04	0.21 ± 0.09	...	0.26 ± 0.06	6.15 ± 0.02	0.14 ± 0.04		4.58 ± 0.71	5.96 ± 0.02	0.28 ± 0.05
40, −40	0.48 ± 0.03	5.78 ± 0.01	0.25 ± 0.00	40, −40	0.28 ± 0.07	5.80 ± 0.03	0.21 ± 0.06	50, −50	2.83 ± 0.78	5.61 ± 0.03	0.19 ± 0.05
	0.22 ± 0.03	6.03 ± 0.03	0.27 ± 0.05	...	0.23 ± 0.07	6.08 ± 0.03	0.13 ± 0.06		4.88 ± 0.78	5.88 ± 0.03	0.34 ± 0.06

NOTE.—Positions are offsets relative to the CP: $\alpha(1950) = 04^h38^m38^s.6$, $\delta(1950) = 25^\circ35'45''.0$. TMC-1 exhibits two main components at $v_{LSR} \simeq 5.3$ and 6.1 km s^{-1} (Sume, Downes, & Wilson 1975). When possible, we have fitted several components along a line of sight.

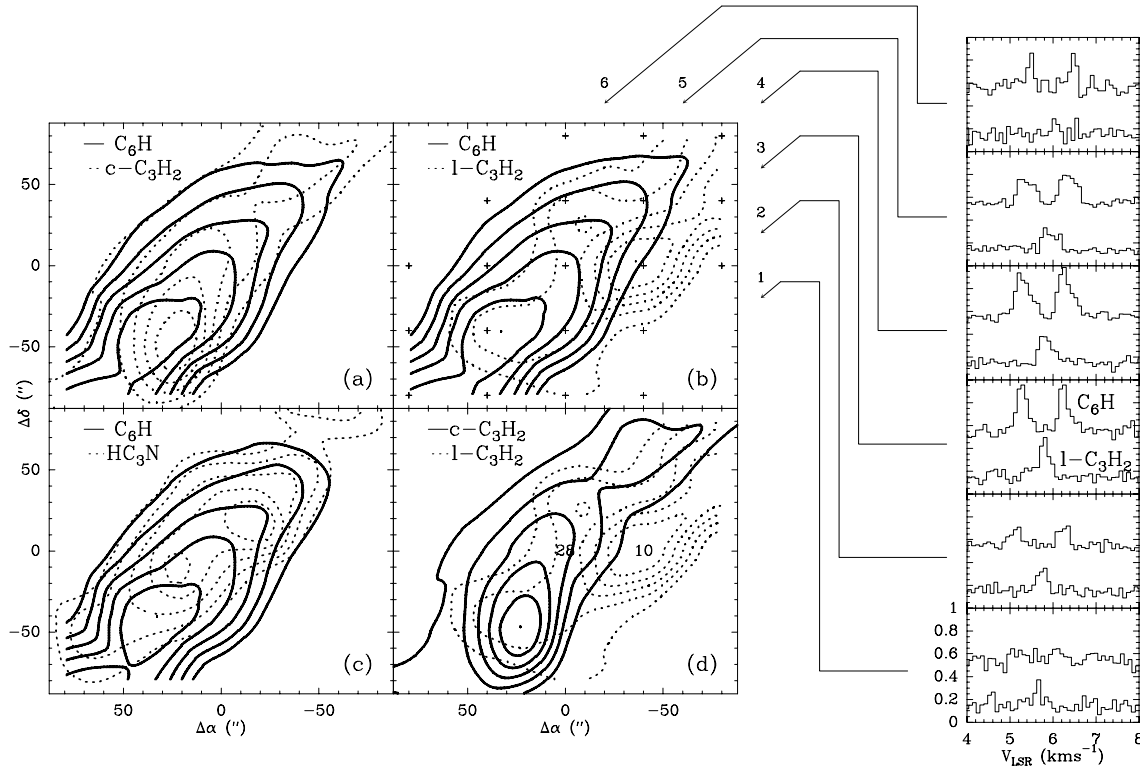


FIG. 2.—Contour levels of integrated intensity in TMC-1 for (a) $\text{C}_6\text{H } ^2\Pi_{3/2} J = 15/2-13/2$ and $c\text{-C}_3\text{H}_2 1_{10}-1_{01}$; (b) $\text{C}_6\text{H } ^2\Pi_{3/2} J = 15/2-13/2$ and $l\text{-C}_3\text{H}_2 1_{01}-0_{00}$ (the crosses indicate the measured positions); (c) $\text{C}_6\text{H } ^2\Pi_{3/2} J = 15/2-13/2$ and $\text{HC}_3\text{N } 10-9$; (d) $c\text{-C}_3\text{H}_2 1_{10}-1_{01}$ and $l\text{-C}_3\text{H}_2 1_{01}-0_{00}$ [numbers indicate the values of R_2 , i.e., the ratio $N(c\text{-C}_3\text{H}_2)/N(l\text{-C}_3\text{H}_2)$]. All contours go from 50% to 100% of the peak value by steps of 10%. Peak values are 0.16 K km s^{-1} , 2.6 K km s^{-1} , 0.15 K km s^{-1} , and 1.75 K km s^{-1} for C_6H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, $l\text{-C}_3\text{H}_2$, and HC_3N , respectively. Coordinates of the (0, 0) position are: $\alpha = 04^{\text{h}}38^{\text{m}}38^{\text{s}}.6$, $\delta = 25^{\circ}35'45''.0$ (1950.0) corresponding to the CP. Boxes to the right compare the C_6H and $l\text{-C}_3\text{H}_2$ spectra averaged along the six directions indicated by the arrows. Note the significant emission of $l\text{-C}_3\text{H}_2$ toward the west side of the TMC-1 filament where the emission of C_6H decreases rapidly.

Comparing two positions separated by $40''$ (which corresponds to 0.02 pc for the adopted distance of 100 pc to TMC-1; Cernicharo & Guélin 1987), we derive the following column density: at the CP (0, 0), $N(\text{C}_6\text{H}) = 8.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $N(c\text{-C}_3\text{H}_2) = 5.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $N(l\text{-C}_3\text{H}_2) = 2.1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($R_2 = 28 \pm 6$); and at the edge of the TMC-1 filament ($-40'', 0$), $N(\text{C}_6\text{H}) = 4.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $N(c\text{-C}_3\text{H}_2) = 2.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $N(l\text{-C}_3\text{H}_2) = 3.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ($R_2 = 10 \pm 3$). Between these two positions, the cyclic over linear abundance ratio changes by a factor of ~ 3 . This variation cannot be an artifact caused by calibration errors. Indeed, while the calculated C_6H over $l\text{-C}_3\text{H}_2$ column-density ratio varies from 1.5 to 4, the $c\text{-C}_3\text{H}_2$ over C_6H column-density ratio remains constant (≈ 6.5). Since the former ratio is unaffected by calibration and pointing errors (lines are observed in the same bandwidth), the observed variation of R_2 must be real. This result suggests that chemical gradients are present in TMC-1 on scales smaller than 0.02 pc .

To investigate further the spatial variations of molecular abundances across the TMC-1 filament, we averaged the spectra along the six different rows shown in Figure 2. Results are summarized in Figure 3: R_2 ranges from 12 to 37 and clearly increases from the west to the east of TMC-1. Note that a constant density of $n(\text{H}_2) = 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ has been adopted. If we use instead H_2 densities derived by Pratap et al. (1997) from an analysis of the HC_3N transitions while keeping the same kinetic temperature (10 K), the values of R_2 are then lowered by 20% to 40%, but the

west to east variation of R_2 remains. The rise of the cyclic over linear abundance ratio of the C_3H_2 isomers at a spatial scale of $2''$ (0.06 pc) is therefore a firm result.

3.2. C_3H Isomers

As C_3H is thought to be formed by the same reaction as C_3H_2 , i.e., by the dissociative recombination of C_3H_3^+ (Adams & Smith 1987), it is interesting to compare $N(c\text{-C}_3\text{H})/N(l\text{-C}_3\text{H})$ (hereafter R_1) with R_2 . What is the value of R_1 and does it vary across the filament similarly to R_2 ? To answer these questions, we observed $c\text{-C}_3\text{H}$ and $l\text{-C}_3\text{H}$ at 13 positions along two strips close to the CP. One strip crosses the filament from offset positions ($60'', 60''$) to ($-60'', -60''$), the other from ($10'', -70''$) to ($-70'', 10''$). We also observed the $c\text{-C}_3\text{H}_2$ and the $l\text{-C}_3\text{H}_2$ peaks. Where possible, we analyzed the data with the HyperFine Structure method of CLASS (a software developed by the Grenoble Image and Line Data Analysis Software working group). This method provides the total optical depth, the average line width, and the brightness temperature of a line with hyperfine structure. A reliable estimate of the excitation temperature could be obtained for several points. We found $3 \text{ K} \leq T_{\text{ex}} \leq 3.8 \text{ K}$ for $c\text{-C}_3\text{H}$ (in excellent agreement with Mangum & Wootten 1990) and $4.9 \text{ K} \leq T_{\text{ex}} \leq 6.7 \text{ K}$ for $l\text{-C}_3\text{H}$. In the following, we adopt $T_{\text{ex}} = 3.5 \text{ K}$ for $c\text{-C}_3\text{H}$ and $T_{\text{ex}} = 5.5 \text{ K}$ for the linear isomer.

Calculations of the column densities were done using the classical formula with $\mu = 2.4 \text{ D}$ (Yamamoto et al. 1987) for $c\text{-C}_3\text{H}$ and $\mu = 3.1 \text{ D}$ (Green 1980) for $l\text{-C}_3\text{H}$. For each

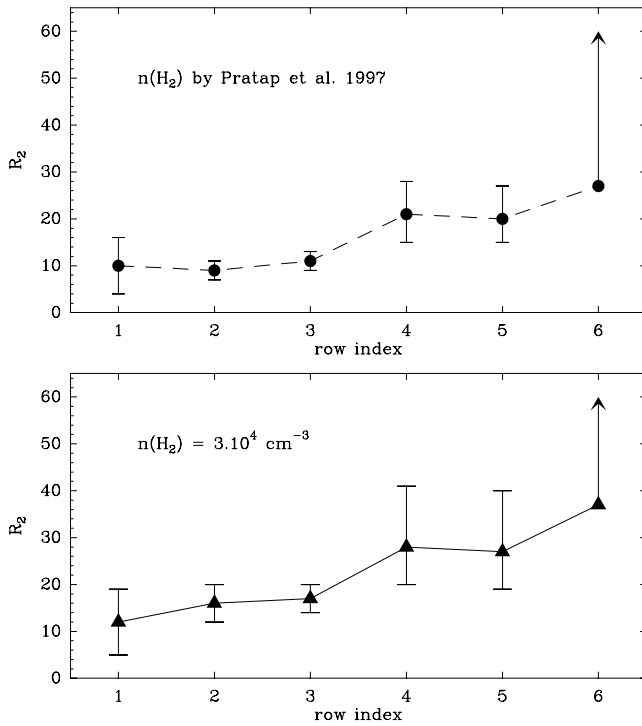


FIG. 3.—Variations of R_2 [i.e., the ratio $N(c\text{-C}_3\text{H}_2)/N(l\text{-C}_3\text{H}_2)$] across the TMC-1 filament using (lower panel) a constant density of $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$; densities in the upper panel have been derived by Pratap et al. (1997). To increase the signal-to-noise ratio, the spectra have been averaged along six rows (separated by $28''$) parallel to the TMC-1 filament. Lower limits in row number 6 are derived from 3σ upper limits on the $l\text{-C}_3\text{H}_2$ emission. The CP is located within row number 4.

observed point, we computed the average of the total column densities by using each hyperfine transition weighted by the inverse of the square of the error. The resulting column densities and the values for R_1 are given in Table 2. Comparing with the values of R_2 in Figure 3, we see that (1) with a value of 12 at the CP, R_1 is smaller than R_2 ; and (2) as R_2 does, R_1 shows variations across the filament (by a factor of 2.5), mainly because of variations of $N(c\text{-C}_3\text{H})$.

TABLE 2

DERIVED COLUMN DENSITIES FOR $c\text{-C}_3\text{H}$ AND $l\text{-C}_3\text{H}$ IN TMC-1

Position (arcsec)	$N(c\text{-C}_3\text{H})$ (10^{12} cm^{-2})	$N(l\text{-C}_3\text{H})$ (10^{11} cm^{-2})	Nc/Nl ($= R_1$)
−40, −40.....	3.7 ± 0.2	≤ 4	≥ 9
−20, −20.....	7.7 ± 0.3	8.0 ± 0.2	10 ± 0.5
0, 0.....	10.3 ± 0.3	8.4 ± 0.1	12 ± 0.5
20, 20.....	10.0 ± 0.3	7.6 ± 0.4	13 ± 1.2
40, 40.....	5.8 ± 0.3	6.7 ± 0.5	9 ± 1.1
60, 60.....	3.6 ± 0.2	6.1 ± 0.7	6 ± 1.0
10, −70.....	5.2 ± 0.2	7.0 ± 0.4	7 ± 0.6
−10, −50.....	5.3 ± 0.2	7.8 ± 0.2	7 ± 0.4
−30, −30.....	5.1 ± 0.2	8.0 ± 0.1	6 ± 0.4
−50, −10.....	4.7 ± 0.2	7.1 ± 0.5	7 ± 0.8
−70, 10.....	3.7 ± 0.2	7.3 ± 0.3	5 ± 0.5
30, −60 ^a	7.8 ± 0.3	8.0 ± 0.2	10 ± 0.6
−30, 0 ^b	10.0 ± 0.4	8.2 ± 0.2	12 ± 0.7

NOTE.—Positions are offsets relative to the CP: $\alpha(1950) = 04^{\text{h}}38^{\text{m}}38^{\text{s}}.6$, $\delta(1950) = 25^{\circ}35'45''.0$.

^a $c\text{-C}_3\text{H}_2$ peak.

^b $l\text{-C}_3\text{H}_2$ peak.

4. DISCUSSION

The observations described above underscore the differences in the distribution and relative abundances of the cyclic and linear forms of C_3H_2 and C_3H in the molecular filament TMC-1. In the following, we study the origin of this behavior and suggest that it is driven by competitive processes between ion-neutral and neutral-neutral reactions.

4.1. Steady State Calculation

We assume here, as it has been proposed (see, e.g., Adams & Smith 1987; Maluendes et al. 1993), that cyclic C_3H_2 and C_3H are both formed in the dissociative recombination of $c\text{-C}_3\text{H}_3^+$, while linear C_3H_2 and C_3H result from $\text{H}_2\text{C}_3\text{H}^+$. We also assume that the $\text{C}_3\text{H}^+ + \text{H}_2$ association reaction is the dominant formation mechanism of C_3H_3^+ , which is produced in equal amounts in cyclic and linear forms.

At steady state, the chemical kinetic equation for the abundance of $c\text{-C}_3\text{H}_2$ —that is, $x(c\text{-C}_3\text{H}_2)$ —is

$$dx(c\text{-C}_3\text{H}_2)/dt = {}^2b_c k_c^r x(c\text{-C}_3\text{H}_3^+) x_e - {}^2K_c^d x(c\text{-C}_3\text{H}_2) = 0,$$

where b is the branching ratio, k^r is the recombination rate [$\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$], K^d is the mean destruction rate [s^{-1}] ($K^d = \sum_i k_i^d x_i$, where x_i is the second reactant). We use indices (l, c) and exponents (2, 1) to distinguish between C_3H_2 and C_3H in linear and cyclic forms (for example, 2b_c means “branching ratio for cyclic C_3H_2 ”). Similar equations can be written for $l\text{-C}_3\text{H}_2$, $c\text{-C}_3\text{H}$, and $l\text{-C}_3\text{H}$. Using the observed column densities for each species at the border of the filament (i.e., row number 2), where the electron density should be the highest in our data set, and writing $k_c^r = k_l^r$ and $X \equiv x(c\text{-C}_3\text{H}_3^+)/x(l\text{-C}_3\text{H}_3^+)$, calculations lead to

$$x(c\text{-C}_3\text{H}_2)/x(c\text{-C}_3\text{H}) = ({}^2b_c/{}^1b_c)({}^1K_c^d/{}^2K_c^d) \simeq 5;$$

$$x(l\text{-C}_3\text{H}_2)/x(l\text{-C}_3\text{H}) = ({}^2b_l/{}^1b_l)({}^1K_l^d/{}^2K_l^d) \simeq 2;$$

$$R_2 = ({}^2b_c/{}^2b_l)({}^2K_l^d/{}^2K_c^d)X \simeq 16;$$

$$R_1 = ({}^1b_c/{}^1b_l)({}^1K_l^d/{}^1K_c^d)X \simeq 6.$$

A simple and coherent set of solutions for this system is ${}^2b_l \simeq {}^1b_l \simeq {}^1b_c \simeq {}^2b_c$; ${}^1K_l^d \simeq 2 {}^2K_l^d$; ${}^1K_c^d \simeq 5 {}^2K_c^d$; ${}^1K_c^d \simeq (\frac{1}{6}) {}^1K_l^d X$; ${}^2K_c^d \simeq (\frac{1}{16}) {}^2K_l^d X$.

Under the hypothesis of steady state and from the observed abundance ratio at the border of the TMC-1 filament, we find that $c\text{-C}_3\text{H}_2$ is destroyed approximately 5 times slower than $c\text{-C}_3\text{H}$ and that the $l\text{-C}_3\text{H}$ mean destruction rate is twice the $l\text{-C}_3\text{H}_2$ one.

To our knowledge, no additional formation process of $c\text{-C}_3\text{H}_2$ in dark clouds can be invoked to explain an increase of its abundance with respect to $l\text{-C}_3\text{H}_2$. Variations of R_2 (and R_1) in TMC-1 could result from variations of the destruction rates of $c\text{-C}_3\text{H}_2$ and $l\text{-C}_3\text{H}_2$. Such an explanation has been proposed by Maluendes et al. (1993): while $c\text{-C}_3\text{H}_2$ is inert with respect to most neutral-neutral reactions, $l\text{-C}_3\text{H}_2$, as $l\text{-C}_3\text{H}$ and $c\text{-C}_3\text{H}$, are easily destroyed by these reactions. Hence, because neutral-neutral reactions proceed quickly when a radical reacts with abundant atoms, it is possible in a dark cloud such as TMC-1 that R_2 is 1 order of magnitude larger than in a more diffuse medium where the proportion of reactive ions (increasing with respect to reactive atoms) is sufficient to destroy $c\text{-C}_3\text{H}_2$ and $l\text{-C}_3\text{H}_2$ at the same rate. The same explanation holds for the progenitor ions $c\text{-C}_3\text{H}_3^+$ and $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ (see

Cernicharo et al. 1999): while $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ —assumed to be the progenitor of $l\text{-C}_3\text{H}_2$ —can be efficiently removed through ion-neutral reactions lowering the amount available to produce $l\text{-C}_3\text{H}_2$, $c\text{-C}_3\text{H}_3^+$ is affected mainly by dissociative recombination to produce $c\text{-C}_3\text{H}_2$. R_2 thus depends on the ion-neutral reactions of $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ that do not affect the cyclic ion: in dark clouds, where the abundance of reactive molecules can be a hundred times larger than that of electrons, $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ is removed faster by ion-neutral reactions than by the dissociative recombination lowering the production rate of $l\text{-C}_3\text{H}_2$ and increasing R_2 . In a more diffuse medium, where the ion-neutral reactions are much less efficient, $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ and $c\text{-C}_3\text{H}_3^+$ are removed by the same process and R_2 is then closer to $^2K_1^d/2K_c^d$ (the value of which also decreases with decreasing density, as suggested above). This explanation is strengthened by the lower R_2 values found in the diffuse medium from absorption measurements by Cernicharo et al. (1999)—3 to 5 versus 10 to 40 in TMC-1—and by the observed R_1 variations across the filament. We test this hypothesis in the next section.

4.2. Chemical Modeling

To study the impact of physical conditions on the R_2 ratio, we have run 25 models of gas phase chemistry with different densities and visual extinctions using a time-dependent chemistry code solving the system of stiff ordinary differential equations with the Gear method. Although we have used a time-dependent chemistry code—samples of the evolution chemistry are shown in Figure 4—we discuss here the results at steady state. Indeed, we would like to study the basic processes of the isomeric differentiation and identify the dominant reactions leading to the observed large variations of R_2 in diffuse and dense clouds. We aim first at a qualitative description of the mechanism. A quantitative description would require a more accurate knowledge

of the reaction rates (including branching ratios) important for $c\text{-C}_3\text{H}_2$ and $l\text{-C}_3\text{H}_2$. Figure 4 shows that $c\text{-C}_3\text{H}_2/l\text{-C}_3\text{H}_2$ and $c\text{-C}_3\text{H}_3^+/l\text{-C}_3\text{H}_3^+$ abundance ratios reach values close to the steady state value, just after they rise to their maximum abundance. As a first step, it is thus reasonable to consider only the processes leading to variation in isomeric abundances at steady state. We have used, as a chemical network, the UMIST95 database (Millar, Farquhar, & Willacy 1997) in a pure gas-phase scheme. As recommended by the authors, the species C_2H_5 , C_2H_6 and their ions have been excluded from the network. We have also excluded the species including the following atoms: P, Si, Cl, Na, Mg. On the other hand, we have included the grain surface formation of H_2 with a rate coefficient $1.5 \times 10^{-17} n^2(\text{H}) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Moreover, we have updated the dissociative recombination rate of $c\text{-C}_3\text{H}_3^+$ at 300 K to $7.0 \pm 2.0 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Abouelaziz et al. 1993) and assumed the same value for $l\text{-C}_3\text{H}_3^+$. Parameters of the models and initial elemental abundances are given in Tables 3 and 4, respectively.

In Figure 4, we see that R_2 and also X increase with increasing visual extinction. This general trend of our models agrees with observations since R_2 is lower in the

TABLE 3
PARAMETERS OF THE CHEMICAL MODELS

Parameter	Value
$n(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3}).....	1, 3, 10, 30, 100
T (K).....	10
A_V (mag).....	1, 2, 3, 5, 10
ζ (s^{-1}) ^a	1.3×10^{-17}
u_i (ergs cm^{-3}) ^b	2×10^{-15}

^a ζ is the cosmic-ray ionization rate.

^b u_i is the density of ionizing radiation at $A_V = 0$.

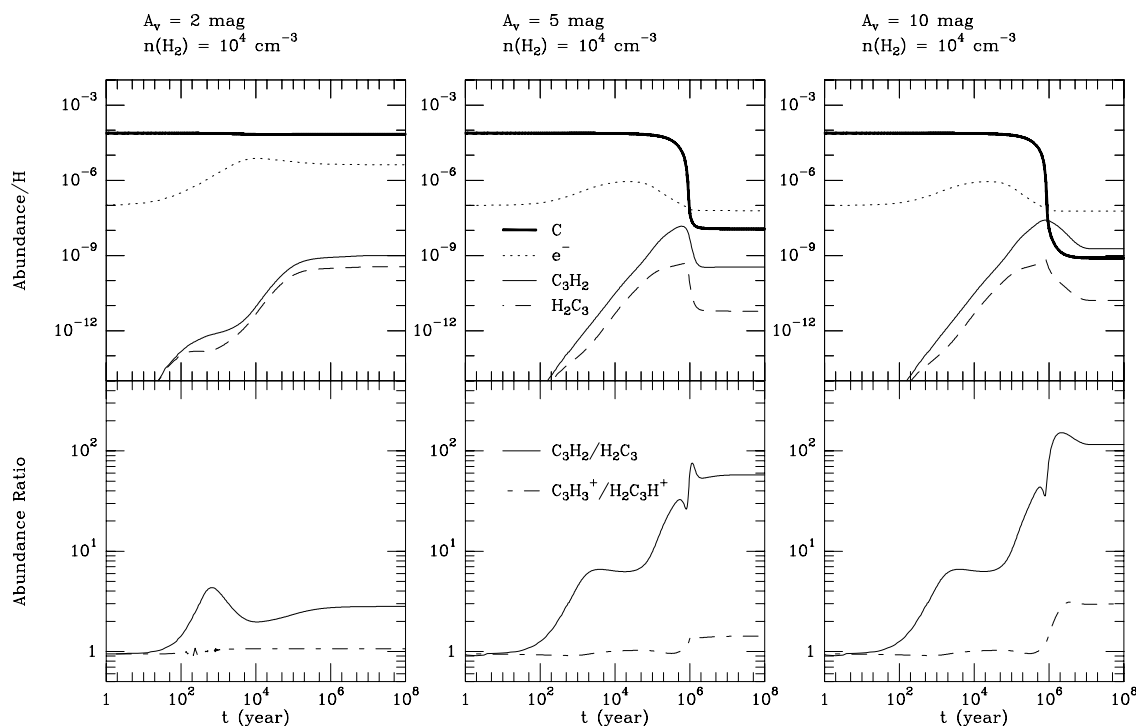


FIG. 4.—Chemical evolution for three different visual extinctions at $n(\text{H}_2) = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $T = 10 \text{ K}$. Upper boxes show abundances relative to H for C, $l\text{-C}_3\text{H}_2$, $c\text{-C}_3\text{H}_2$, and e^- . Lower boxes show the resulting cyclic over linear abundance ratio for C_3H_2 and C_3H_3^+ isomers.

TABLE 4
INITIAL ELEMENTAL ABUNDANCES
WITH RESPECT TO HYDROGEN

Element	Value
He.....	1.4×10^{-1}
C	7.3×10^{-5}
N	2.14×10^{-5}
O	1.76×10^{-4}
S.....	2.0×10^{-8}
Fe	3.0×10^{-9}

diffuse medium than in the TMC-1 dark cloud. The models also show that the increase is faster in higher density media. We have plotted in Figure 5 the electronic density with respect to R_2 for each model. The distribution of the points exhibits clearly a correlation between the ionization fraction and the cyclic over linear ratio that can be separated in two regimes: “low” ($1 \leq A_V \leq 2$) and “high” ($5 \leq A_V \leq 10$), $A_V = 3$ mag being an intermediate case. In the low extinction regime, R_2 strongly depends on the electronic abundance. This is an interesting result because it opens the possibility to use R_2 as a tool to probe the electronic abundance in low extinction regions where H^{13}CO^+ and DCO^+ cannot be detected. Why is the cyclic over linear ratio sensitive to the ionization fraction? In the UMIST95 chemistry, C^+ can destroy both $l\text{-C}_3\text{H}_2$ and $c\text{-C}_3\text{H}_2$, whereas C reacts only with the linear isomer. R_2 is then sensitive to the electronic abundance *via* the C^+/C ratio as shown in Figure 6. Note that the range 3–5 that Cernicharo et al. (1999) have observed in the diffuse medium corresponds, as expected, to high electronic abundances and to moderate visual extinctions. In the high extinction regime, R_2 is independent of the C^+/C ratio while it is sensitive to the $(\text{H}_3^+ + \text{C}^+)/\text{O}$ ratio (Fig. 7). Indeed, in the UMIST95 database, the atomic oxygen reacts only with $l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($\text{O} + l\text{-C}_3\text{H}_2 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_2 + \text{CO}$).

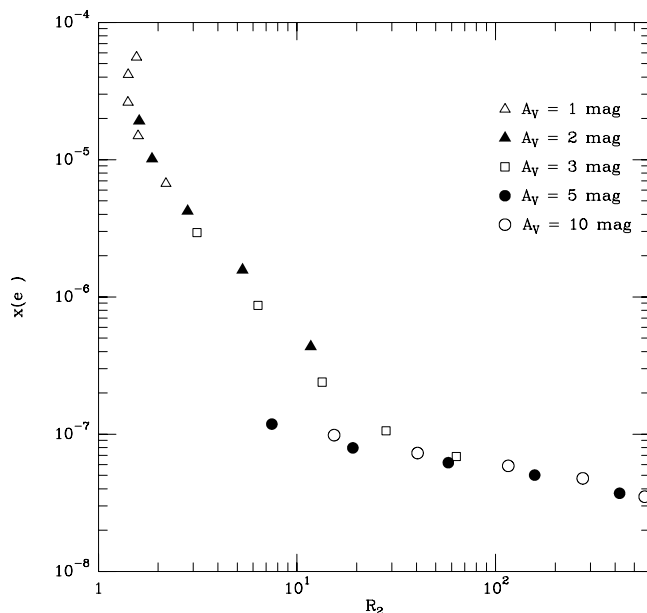


FIG. 5.—Predicted electronic abundance vs. R_2 at steady state. Two regimes can be distinguished accordingly as the visual extinction is low or high.

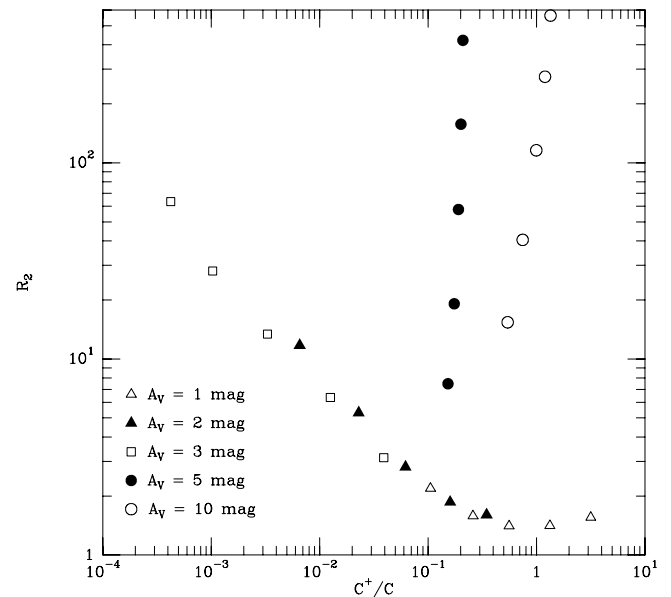


FIG. 6.—Predicted dependence of R_2 with the C^+/C ratio at steady state. A clear relationship is established at low visual extinction between R_2 and the ionization fraction of atomic carbon. Note that at high visual extinctions R_2 depends only weakly on C^+/C .

This reaction is negligible with respect to other destruction reactions (in particular, the reactions with C^+ , which affects both isomers) until all the carbon is locked into CO. It is thus inefficient in low visual extinction media where the abundances of C and C^+ remain high. On the other hand, it becomes the principal destruction channel of $l\text{-C}_3\text{H}_2$ at high visual extinctions: for $A_V = 2$ mag and a density of 10^3 cm^{-3} , the $\text{O} + l\text{-C}_3\text{H}_2$ reaction is roughly 15% of the $l\text{-C}_3\text{H}_2$ destruction rate while it represents more than 80% of it at $A_V = 10$ mag. The variations of the cyclic over linear abundance ratio of C_3H_2 can thus be under-

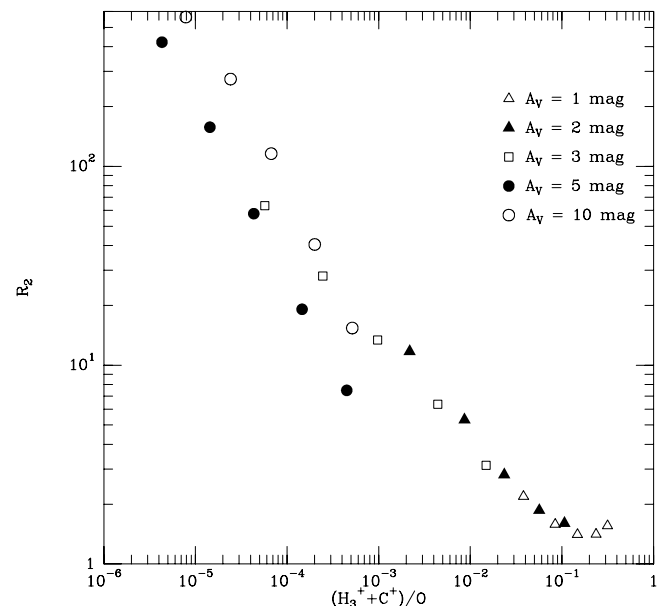


FIG. 7.—Model prediction for the relation of R_2 vs. the $(\text{H}_3^+ + \text{C}^+)/\text{O}$ ratio at steady state. Note the good correlation between R_2 and $(\text{H}_3^+ + \text{C}^+)/\text{O}$ at high visual extinctions.

stood as a consequence of the competition between neutral-neutral and ion-neutral reactions in the interstellar medium.

The determination of electronic abundances from measurements of R_2 using Figure 5 may not be straightforward. Indeed, taking into account the large uncertainties in the reaction rates and branching ratios, it is difficult to infer quantitative results from this study on the C_3H_2 isomers. We can say, however, that low R_2 values are specific of high electronic abundance while high R_2 values indicate low electronic abundance. In a more general way, isomeric ratios can be used to probe physical conditions in different media from the diffuse gas to dark clouds. In the future, cyclic and linear species other than the isomers of C_3H_2 shall be included in chemical models. C_3H is a good candidate. Indeed, Kaiser et al. (1997, 1999) have shown that the neutral-neutral reaction $C + C_2H_2 \rightarrow C_3H + H$ produces linear and cyclic C_3H , with an increase of the linear over cyclic abundance ratio with rising collision energies. It would be interesting to make measurements of R_1 in absorption in the diffuse medium in order to compare this neutral-neutral formation path with the $C_3H_3^+$ dissociative recombination.

This study has been partly begun. Indeed, in a recent paper, Turner, Herbst, & Terzieva (2000) investigate the R_1 and R_2 ratios in three translucent clouds and in the dark clouds TMC-1 and L183. They compare observations to the predictions of a modified version of the New Standard Model of chemistry (Lee et al. 1996), which includes cyclic and linear species for all precursors to C_3H and C_3H_2 . One of their conclusions is that the clear observed anti-correlation of R_2 with extinction suggests that the ratios are

strongly affected by formation or destruction rates and not just by branching ratios among the relevant chemical reactions.

5. CONCLUSION

In this paper, we have presented new results about the cyclic over linear abundance ratios of C_3H_2 and C_3H toward the CP of TMC-1. These ratios exhibit variations, which are probably caused by variations in the electronic abundance across the filament. Indeed, the chemical modeling of the reactions that affect c - C_3H_2 and l - C_3H_2 shows that their ratio is sensitive mainly to the behavior of the C^+/C (at low visual extinction) and $(H_3^+ + C^+)/O$ (at high visual extinction) abundance ratios, which are both related to the electronic abundance. As C_3H_2 is observed in its cyclic and linear form in different physical conditions, it could be used as a tool to probe the electronic abundance in the ISM. However, to infer accurate values of the fractional ionization from cyclic and linear isomers abundances, the branching ratios and kinetic rates used in chemical networks must be more accurately known. In addition to laboratory studies, a systematic measurement of R_1 and R_2 in different astrophysical media should be useful for this work.

We thank C. M. Walmsley for useful comments and suggestions. D. F. and J. C. thank the Spanish DGICYT for funding under grants PB96-0883 and PNIE98-1351E. D. F. also acknowledges the Spanish Ministry of Foreign Affairs for support under grant 195.

REFERENCES

- Abouelaziz, H., Gomet, J. C., Pasquero, D., Rowe, B. R., & Mitchell, J. B. A. 1993, *J. Chem. Phys.*, 98, 1
 Adams, N. G., & Smith, D. 1987, *ApJ*, 317, L25
 Avery, L. W., & Green, S. 1989, *ApJ*, 337, 306
 Bell, M. B., Feldman, P. A., Watson, J. K. G., McCarthy, M. C., Travers, M. J., Gottlieb, C. A., & Thaddeus, P. 1999, *ApJ*, 518, 740
 Bettens, R. P. A., & Herbst, E. 1996, *ApJ*, 468, 686
 ———, 1997, *ApJ*, 478, 585
 Cernicharo, J., Cox, P., Fossé D., & Güsten, R. 1999, *A&A*, 351, 341
 Cernicharo, J., Gottlieb, C. A., Guélin, M., Killian, T. C., Paubert, G., Thaddeus, P., & Vrtilek, J. M. 1991, *ApJ*, 368, L39
 Cernicharo, J., & Guélin, M. 1987, *A&A*, 176, 299
 Cox, P., Walmsley, C. M., & Güsten, R. 1989, *A&A*, 209, 382
 Green, S. 1980, *ApJ*, 240, 962
 Green, S., & Chapman, S. 1978, *ApJS*, 37, 169
 Green, S., Garrison, B. J., Lester, W. A., Jr., & Miller, W. H. 1978, *ApJS*, 37, 321
 Kaiser, R. I., Ochsenfeld, C., Head-Gordon, M., & Lee, Y. T. 1999, *ApJ*, 510, 784
 Kaiser, R. I., Stranges, D., Lee, Y. T., & Suits, A. G. 1997, *ApJ*, 477, 982
 Lee, H.-H., Bettens, R. P. A., & Herbst, E. 1996, *A&AS*, 119, 111
 Madden, S. C., Irvine, W. M., & Matthews, H. E. 1986, *ApJ*, 311, L27
 Maluendes, S. A., McLean, A. D., & Herbst, E. 1993, *ApJ*, 417, 181
 Mangum, J. G., & Wootten, A. 1990, *A&A*, 239, 319
 Matthews, H. E., & Irvine, W. M. 1985, *ApJ*, 298, L61
 Millar, T. J., Farquhar, P. R. A., & Willacy, K. 1997, *A&AS*, 121, 139
 Millar, T. J., Leung, C. M., & Herbst, E. 1987, *A&A*, 183, 109
 Pratap, P., Dickens, J. E., Snell, R. L., Miralles, M. P., Bergin, E. A., Irvine, W. M., & Schloerb, F. P. 1997, *ApJ*, 486, 862
 Sume, A., Downes, D., & Wilson, T. L. 1975, *A&A*, 39, 435
 Thaddeus, P., Gottlieb, C. A., Hjalmarson, A., Johansson, L. E. B., Irvine, W. M., Friberg, P., & Linke, R. A. 1985, *ApJ*, 294, L49
 Thaddeus, P., Vrtilek, J. M., & Gottlieb, C. A. 1985, *ApJ*, 299, L63
 Turner, B. E., Herbst, E., & Terzieva, R. 2000, *ApJS*, 126, 427
 Yamamoto, S., Saito, S., Ohishi, M., Suzuki, H., Ishikawa, S.-I., Kaifu, N., & Murakami, A. 1987, *ApJ*, 322, L55

2.1.3 Un bilan du carbone dans TMC-1

TMC-1 est la plus riche source de molécules carbonées connue à ce jour. Aussi nous paraît-il utile, dans le cadre d'une étude sur les hydrocarbures interstellaires, de faire le bilan du carbone dans ce nuage. Nous le comparerons plus loin au bilan du carbone dans les PDR.

Le tableau 2.1 recense les espèces carbonées observées dans TMC-1. Le réservoir de carbone dans le nuage est essentiellement CO. Ensuite, la majorité du carbone en phase gazeuse est piégée dans les espèces contenant 3 ou 4 atomes de carbone. Puis l'abondance des espèces plus lourdes décroît, les molécules contenant un nombre impair de C étant systématiquement plus abondantes que celles qui en contiennent un nombre pair (un effet de la chimie des cyanopolyynes). Il faut garder en tête que ce bilan est probablement incomplet. Par exemple, il est probable que les *carbon clusters* observés en absorption dans plusieurs lignes de visées stellaires sont aussi présents dans les nuages sombres. Si les porteurs des mystérieuses *bandes diffuses* sont constitués de carbone, ils peuvent en représenter quelques 10^{-3} du total (Lequeux, 2002). De même, le fait que la variété des espèces détectées diminue lorsque le nombre d'atomes de carbone qu'elles possèdent augmente suggère que l'inventaire des molécules carbonées dans TMC-1 n'est pas terminé.

TAB. 2.1 – *Bilan du carbone dans TMC-1*

Nombre d'atomes de carbone	$N/N(H_2)$	$[C]/[C_{tot}]$
1 (CO, C, C ⁺ , ...)	8.0×10^{-5}	1
1 (CH ⁽¹⁾ , HCN ⁽²⁾ , CS ⁽²⁾ , ...)	$\leq 1.0 \times 10^{-7}$	$\leq 1.2 \times 10^{-3}$
2 (C ₂ H ⁽²⁾ , C ₂ S ⁽³⁾ , CH ₃ CN ⁽⁴⁾ , ...)	6.7×10^{-9}	1.7×10^{-4}
3 (CH ₃ CCH ⁽²⁾ , C ₃ H ₂ ⁽⁵⁾ , HC ₃ N ⁽²⁾ , C ₃ S ⁽⁶⁾ , C ₃ H ⁽⁵⁾ , C ₃ N ⁽⁷⁾ , ...)	1.2×10^{-8}	4.6×10^{-4}
4 (C ₄ H ⁽⁸⁾ , H ₂ C ₄ ⁽⁹⁾ , CH ₃ C ₃ N ⁽⁴⁾ , ...)	1.8×10^{-8}	9.1×10^{-4}
5 (HC ₅ N ⁽⁷⁾ , CH ₃ C ₄ H ⁽⁸⁾ , C ₅ H ⁽¹⁰⁾ , C ₅ N ⁽⁷⁾ , ...)	4.1×10^{-9}	2.5×10^{-4}
6 (C ₆ H ⁽⁵⁾ , H ₂ C ₆ ⁽⁹⁾ , ...)	4.6×10^{-10}	3.6×10^{-5}
7 (HC ₇ N ⁽³⁾ , ...)	1.8×10^{-9}	1.6×10^{-4}
8 (C ₈ H ⁽³⁾ , ...)	1.5×10^{-11}	1.6×10^{-6}
9 (HC ₉ N ⁽¹¹⁾ , ...)	1.9×10^{-10}	2.2×10^{-5}
11 (HC ₁₁ N ⁽⁹⁾ , ...)	1.4×10^{-11}	1.9×10^{-6}

Note : nous utilisons $N(H_2) = 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $[CO]_{gaz} = 8.0 \times 10^{-5}$

⁽¹⁾ Gerin, 1988 ; ⁽²⁾ Pratap et al., 1997 ; ⁽³⁾ Dickens et al., 2001 ; ⁽⁴⁾ Broten et al., 1984 ;

⁽⁵⁾ Ce travail (Fossé et al., 2001) ; ⁽⁶⁾ Hirahara et al., 1992 ; ⁽⁷⁾ Guélin et al., 1998 ;

⁽⁸⁾ MacLeod et al., 1984 ; ⁽⁹⁾ Langer et al., 1997 ; ⁽¹⁰⁾ Bell et al., 1999 ; ⁽¹¹⁾ Bell et al., 1997

2.2 Isomères de C_3H_2 dans les nuages sombres

Les chimistes ont recensé au moins quatre variétés différentes de C_3H_2 dans leurs laboratoire (Seburg et al., 1997). Cependant, deux espèces seulement sont connues dans le milieu interstellaire : le cyclopropenyldène ($c-C_3H_2$) et le propadienyldène ($l-C_3H_2$). Nous les avons observées simultanément dans plusieurs nuages sombres.

2.2.1 But de l'étude

A la suite de nos mesures des rapports d'abondances de $c-C_3H_2$ et $l-C_3H_2$ dans le milieu diffus et dans TMC-1 (Cernicharo et al. 1999; Fossé et al. 2001), nous avons voulu tester notre hypothèse selon laquelle le rapport d'abondance de ces isomères était directement lié à l'abondance des électrons dans le gaz. Nous nous sommes donc intéressés à 8 objets sombres (en plus de TMC-1) dont nous connaissions l'abondance électronique et pour lesquels nous pouvions espérer détecter $l-C_3H_2$. La sélection de ces cibles s'est faite par croisement d'un catalogue de 27 sources observées en $c-C_3H_2$ par Cox et al. (1989) et d'un autre (24 sources) pour lequel les abondances électroniques avaient été déterminées par Caselli et al. (1998). En nous restreignant aux nuages sombres, nous sommes bien conscients de limiter notre exploration de la figure 2.3 au domaine où une corrélation entre R_2 (pour $N_{c-C_3H_2}/N_{l-C_3H_2}$) et $x(e^-)$ est la plus difficile à mettre en évidence. Il s'agit simplement d'une première étape.

Un sous-produit intéressant de ce travail sur les isomères de C_3H_2 est la détection de C_6H dans 6 des 8 nuages que nous avons observés.

2.2.2 Observations

Ces observations ont été réalisées au télescope de 100 m du *Max-Planck-Institut für Radioastronomie* (Effelsberg) du 11 au 15 janvier 2001. Le télescope était équipé du nouveau récepteur à 1.3 cm installé au foyer primaire, ainsi que d'un nouvel autocorrélateur à 8196 canaux partagé en deux moitiés de 20 MHz. Nous avons utilisé la méthode du *Frequency Switching*. Ces données ont donc une résolution en vitesse de 0.0798 kms^{-1} pour $c-C_3H_2$ ($1_{1,0}-1_{0,1}$) à 18.343145 GHz et $0.070397 \text{ kms}^{-1}$ pour $l-C_3H_2$ et C_6H , à ~ 20.7 GHz. Les lobes d'antenne valent 54" à 18.3 GHz et 48" à 20.7 GHz.

Les noms et positions des cibles sont donnés dans le tableau 2.2.

TAB. 2.2 – *Liste des sources observées à 1.3 cm*

Nom	$\alpha_{(1950)}$ (h:min:s)	$\delta_{(1950)}$ (°:':")	$V_{LSR}^{(1)}$ (km s ⁻¹)
TMC-1	04:38:38.6	25:35:45.0	5.80
TMC-2	04:29:39.8	24:18:00.0	6.20
TMC-1C	04:38:30.0	25:55:00.0	5.40
L 1172A	21:01:48.6	67:42:13.0	2.86
L 1400G	04:21:05.1	54:52:20.0	3.46
L 1400K	04:26:51.0	54:45:27.0	3.29
L 1489	04:01:45.0	26:10:33.0	6.76
L 1498	04:07:50.0	25:02:13.0	7.87
L 1544	05:01:14.0	25:07:00.0	7.24

(1) Après calibration (cf. section 2.2.3)

2.2.3 Calibration des données

Calibration en intensité

À Effelsberg, compte-tenu du type d'étalonnage utilisé (par diode à bruit), la conversion du signal reçu se fait en Volt plutôt qu'en Kelvin. De plus, les mesures ne tiennent pas compte de l'absorption atmosphérique, ni du gain en élévation de l'antenne. Pour calibrer les données en température d'antenne hors atmosphère, corrigée des pertes arrière de l'antenne, et en Kelvin, nous avons donc régulièrement observé une source de calibration radio, de flux S_ν [Jy] connu. La température d'antenne du télescope s'écrit :

$$T_A[K] = \Gamma[K/Jy] \times G(A) \times S_\nu^{atm}[Jy] \quad (2.1)$$

où $\Gamma = \eta_A \times (\pi D^2 / 8k)$ est le facteur de conversion $Jy \rightarrow K$ (η_A est l'efficacité de surface et D le diamètre de l'antenne), $G(A)$ est le gain en élévation de l'antenne et $S_\nu^{atm} = S_\nu \times e^{-\tau_0 A}$ est le flux restant (en Jy) après la traversée d'une masse d'air A d'opacité au zénith τ_0 à déterminer. Généralement, la température d'antenne est calculée "hors atmosphère" (corrigée du gain en élévation et des pertes atmosphériques) :

$$T_{A^*}[K] = T_A[K] \times \frac{1}{G(A)} \times \frac{1}{e^{-\tau_0 A}} \quad (2.2)$$

De plus, la température d'antenne est ici donnée dans une unité interne (Volt). Nous la notons T_A^{int} :

$$T_A^{int}[V] = \frac{1}{C} \times T_A[K] \quad (2.3)$$

où C est le facteur de conversion en K/V à déterminer. On peut donc réécrire :

$$G(A) \times \frac{T_{A^*}}{T_A^{int}} = C \times e^{\tau_0 A} \quad (2.4)$$

$G(A)$, A et $T_{A^*} = \Gamma \times S_\nu$ étant connus, de même que T_A^{int} (mesuré), on détermine C et τ_0 en formant le logarithme de l'expression 2.4 et en l'ajustant par une droite de coefficient directeur τ_0 et d'ordonnée à l'origine $\ln(C)$.

En pratique, nous avons observé le quasar 3C123, un calibrateur radio dont le flux est donné par (Ott et al., 1994) :

$$\log(S_\nu[Jy]) = 2.525 + 0.246 \times \log(\nu[MHz]) - 0.1638 \times \log^2(\nu[MHz]) \quad (2.5)$$

De plus, le diamètre utile du télescope à ces fréquences est de 87 m et η_A vaut 0.33 pour le récepteur à 1.3 cm placé au foyer primaire. Pour ce récepteur, le gain en élévation s'écrit (cf. <http://134.104.64.34/ak/calib.html>):

$$G(A) = G(1/\sin(El)) = 0.88196 + 6.6278.10^{-3}El[^\circ] - 9.2334.10^{-5}El[^\circ] \quad (2.6)$$

Les mesures d'étalonnage sont données sur la figure 2.5. Notons qu'à Effelsberg, deux *backends* – AKN-1 et AKN-2 – sont disponibles pour chaque fréquence (pour des mesures de polarisation). Cependant, les mesures du continuum n'en utilisent qu'un seul (AKN-2). En conséquence, pour pouvoir utiliser toutes les données spectroscopiques, nous devons supposer *a priori* que la calibration est aussi valable pour le AKN-1. En réalité, ce n'est pas tout à fait vrai. Nous avons remarqué que les températures système du *backend* AKN-1, données en unité interne, étaient plus hautes que celles du AKN-2. Nous avons donc appliqué un facteur correctif – empirique – de 0.76 aux observations réalisées avec le *backend* AKN-1 (voir figure 2.4). Il s'ensuit une possible sous-estimation de la brillance de nos sources de 12%. Une valeur comparable à l'incertitude sur le flux du calibrateur 3C123 ($\sim 10\%$ selon Ott et al. 1994).

Calibration en vitesse

Lors de nos observations, nous ne connaissions qu'approximativement les vitesses de nos nuages. Nous avons donc calibré les vitesses de nos spectres *a posteriori*, en utilisant la raie de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$), de fréquence parfaitement connue. Ces spectres sont présentés sur les figures 2.6 à 2.8, ainsi que ceux de $l\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_6H après calibration (figures 2.9 à 2.11).

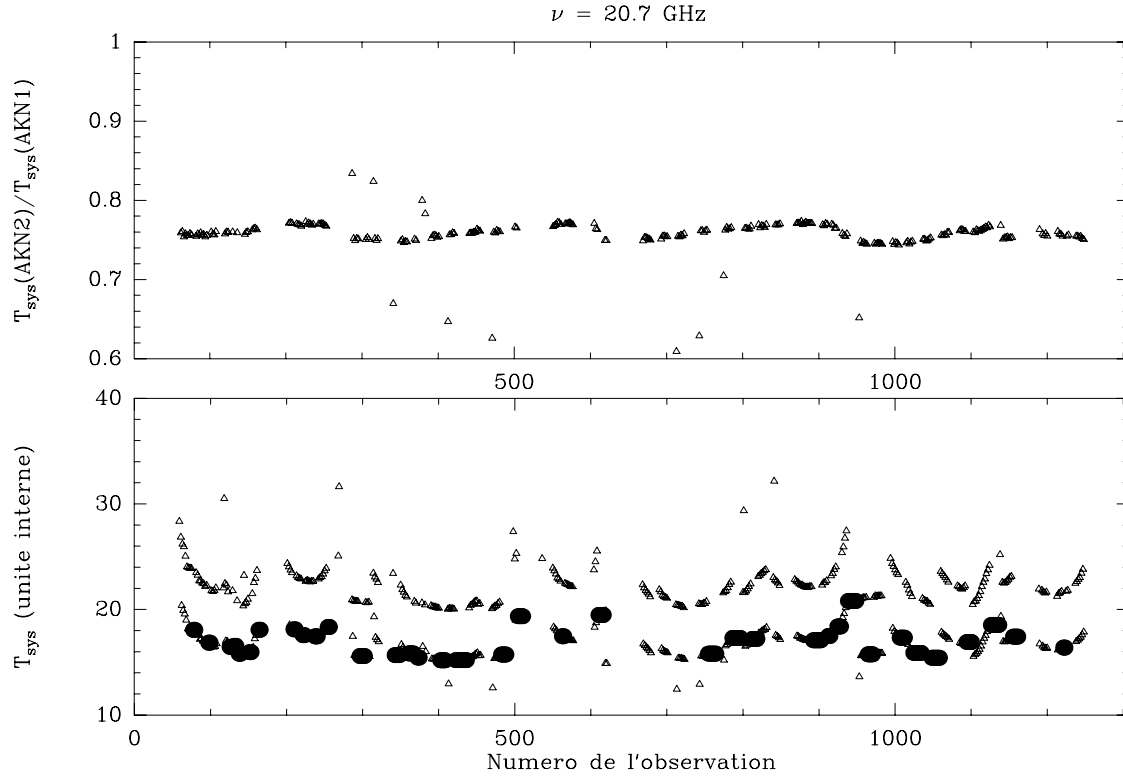


FIG. 2.4 – *Illustration des différences de gain observées entre les détecteurs AKN-1 et AKN-2 à Effelsberg. Tandis que les deux backends sont utilisés pour les observations spectroscopiques (triangles vides), seul le AKN-2 est utilisé pour les observations en continuum (cercles pleins).*

2.2.4 Résultats préliminaires

Faute de temps pour analyser les données, nous ne pouvons présenter ici que des résultats préliminaires de cette étude sur les isomères de C_3H_2 .

Le premier résultat est que $l\text{-}C_3H_2$ et C_6H sont bien présents dans la plupart des nuages sombres observés, même si les intensités de leurs raies sont 3 à 20 fois inférieures à celles de TMC-1. Au premier ordre, les émissions intégrées des deux espèces sont proportionnelles (c'est sans doute un effet d'excitation, cf. figure 2.12). Mais les spectres individuels montrent aussi de fortes variations d'émission d'une espèce à l'autre. Dans L 1400K par exemple, l'émission de $l\text{-}C_3H_2$ est seulement deux fois inférieure à celle de TMC-1 tandis que C_6H est à peine détecté. Il serait intéressant de sonder cette source à d'autres positions pour savoir si ce "déficit" de C_6H est un effet

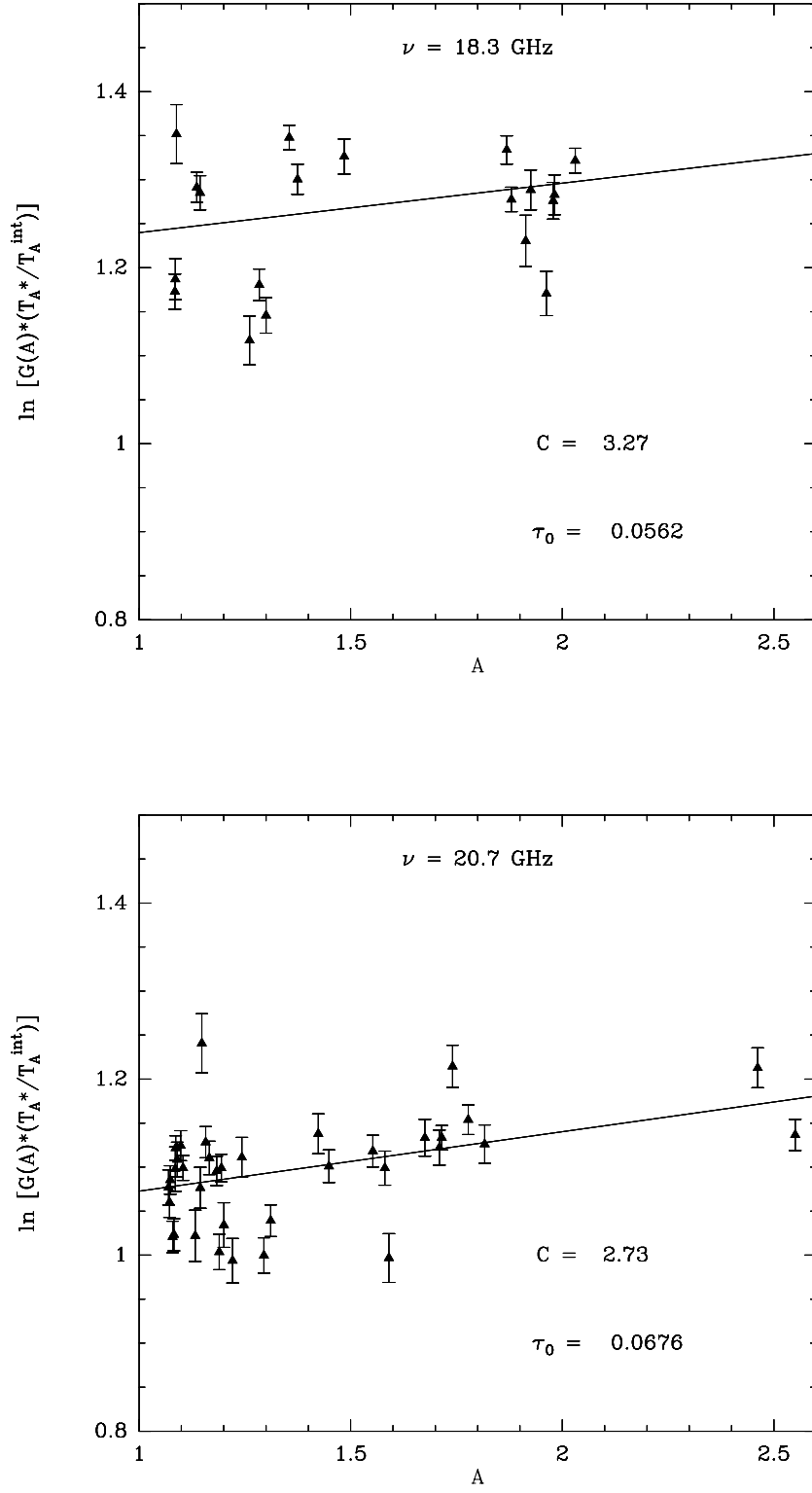


FIG. 2.5 – **Panneau du haut :** Observations continuum du quasar 3C123 et détermination de C et τ_0 (voir texte) à 18.3 GHz. **Panneau du bas :** Idem à 20.7 GHz. Dans les deux cas, les données de quatre nuits d'observations ont été regroupées.

local ou non.

Dans les figures 2.12 à 2.14, TMC-1 se distingue nettement par l'intensité de son émission en l - C_3H_2 , c - C_3H_2 , et surtout C_6H . En effet, tandis que le rapport d'émission intégrée des isomères de C_3H_2 dans TMC-1 est similaire à celui des autres sources (figure 2.14), on a dans ce nuage $W(C_6H) \simeq 0.15 \times W(c-C_3H_2)$ et $W(C_6H) \simeq 6.5 \times W(l-C_3H_2)$. Ces valeurs sont à rapprocher de celles obtenues pour l'ensemble des autres sources (voir figures 2.12 et 2.13) : $W(C_6H) \simeq 0.04 \times W(c-C_3H_2)$ et $W(C_6H) \simeq 2.5 \times W(l-C_3H_2)$. Pris ensemble, le fait que les chaînes brillent plus dans TMC-1 qu'ailleurs et que, de surcroît, ce soit la plus longue qui est proportionnellement la plus brillante suggère qu'un effet de densité est à l'origine du caractère atypique de TMC-1. En effet, contrairement aux raies de l - C_3H_2 et c - C_3H_2 , la raie de C_6H observée à 1.3 cm n'est pas une transition vers le niveau fondamental. Elle est donc plus sensible aux conditions d'excitation. La température cinétique des nuages sombres étant supposée connue ($T_K = 10$ K), nous pouvons faire l'hypothèse qu'une densité plus importante dans TMC-1 est à l'origine de l'intensité de ses raies, en particulier de celle de C_6H (15/2–13/2).

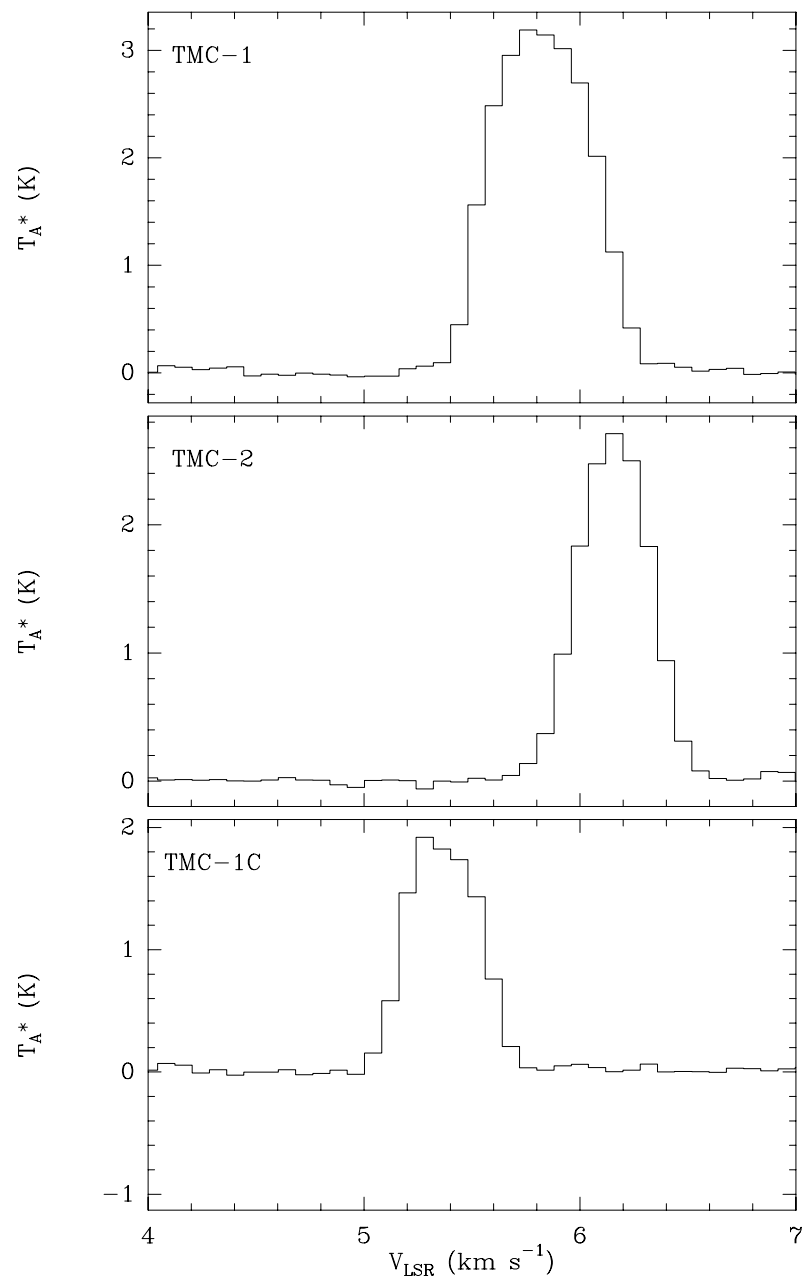


FIG. 2.6 – $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$) dans TMC-1, TMC-2 et TMC-1C.

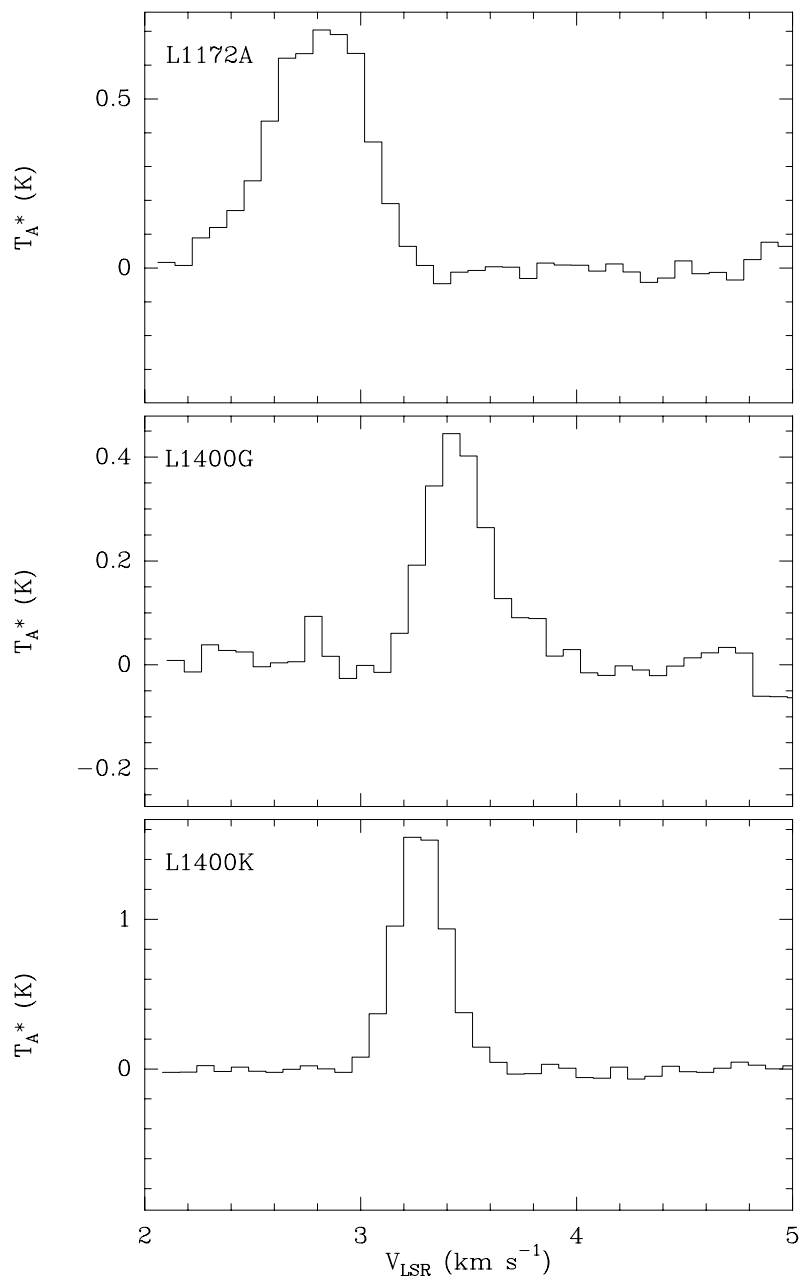


FIG. 2.7 – $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}-1_{0,1}$) dans $L\,1172A$, $L\,1400G$ et $L\,1400K$.

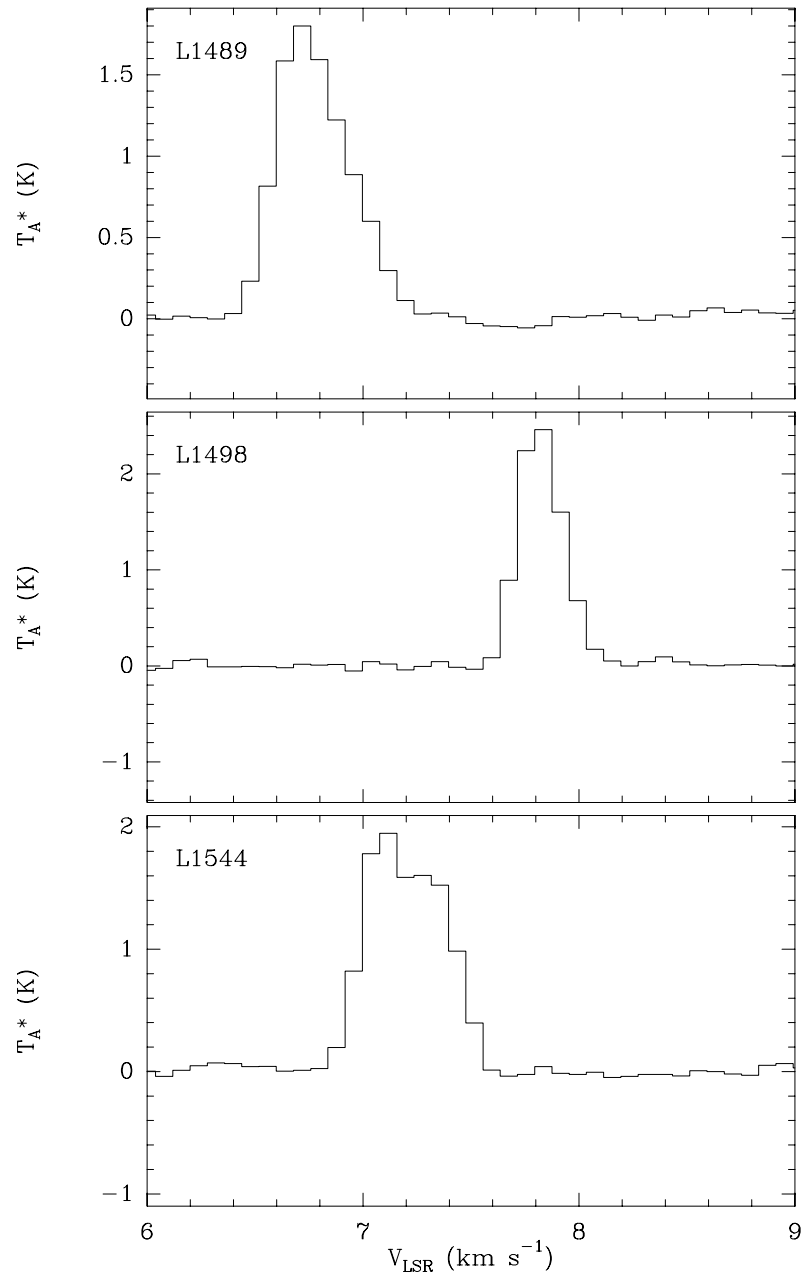


FIG. 2.8 – $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$) dans $L\ 1489$, $L\ 1498$ et $L\ 1544$.

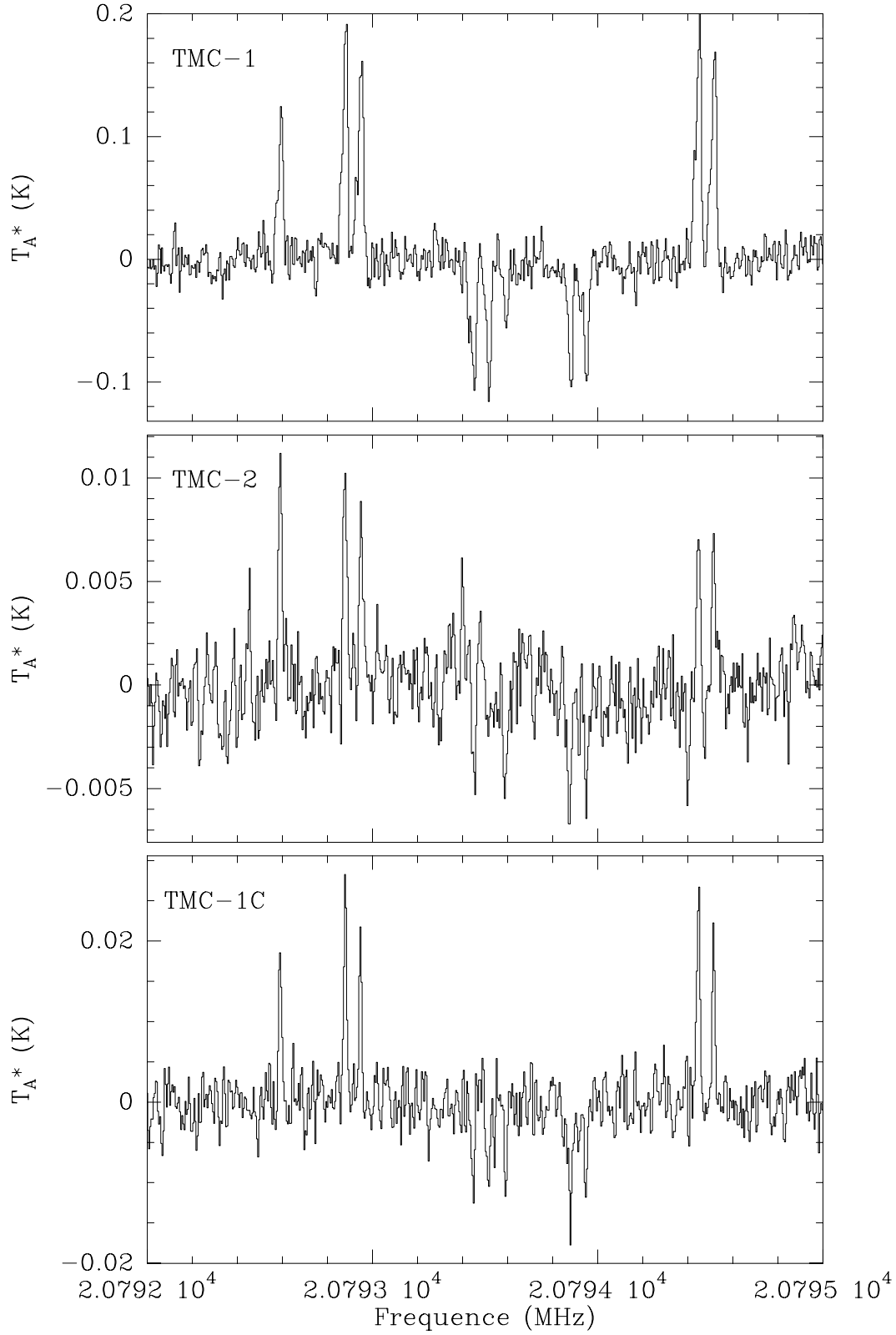


FIG. 2.9 – $l-C_3H_2$ ($1_{0,1}-0_{0,0}$) – raie de gauche – et C_6H ($15/2-13/2$) – 4 transitions hyperfines – dans TMC-1, TMC-2 et TMC-1C.

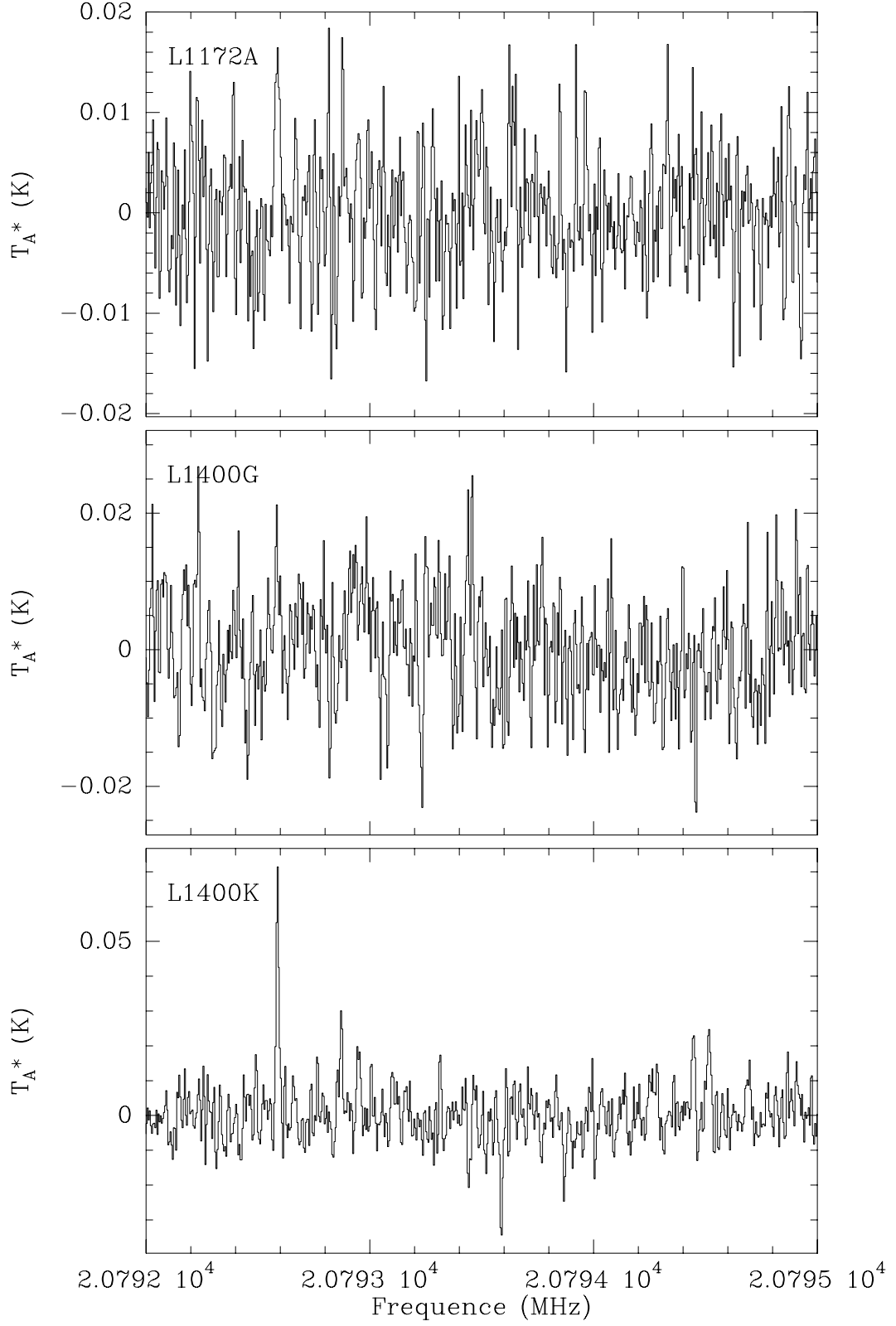


FIG. 2.10 – $l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{0,1}-0_{0,0}$) et C_6H ($15/2-13/2$) dans L 1172A, L 1400G et L 1400K.

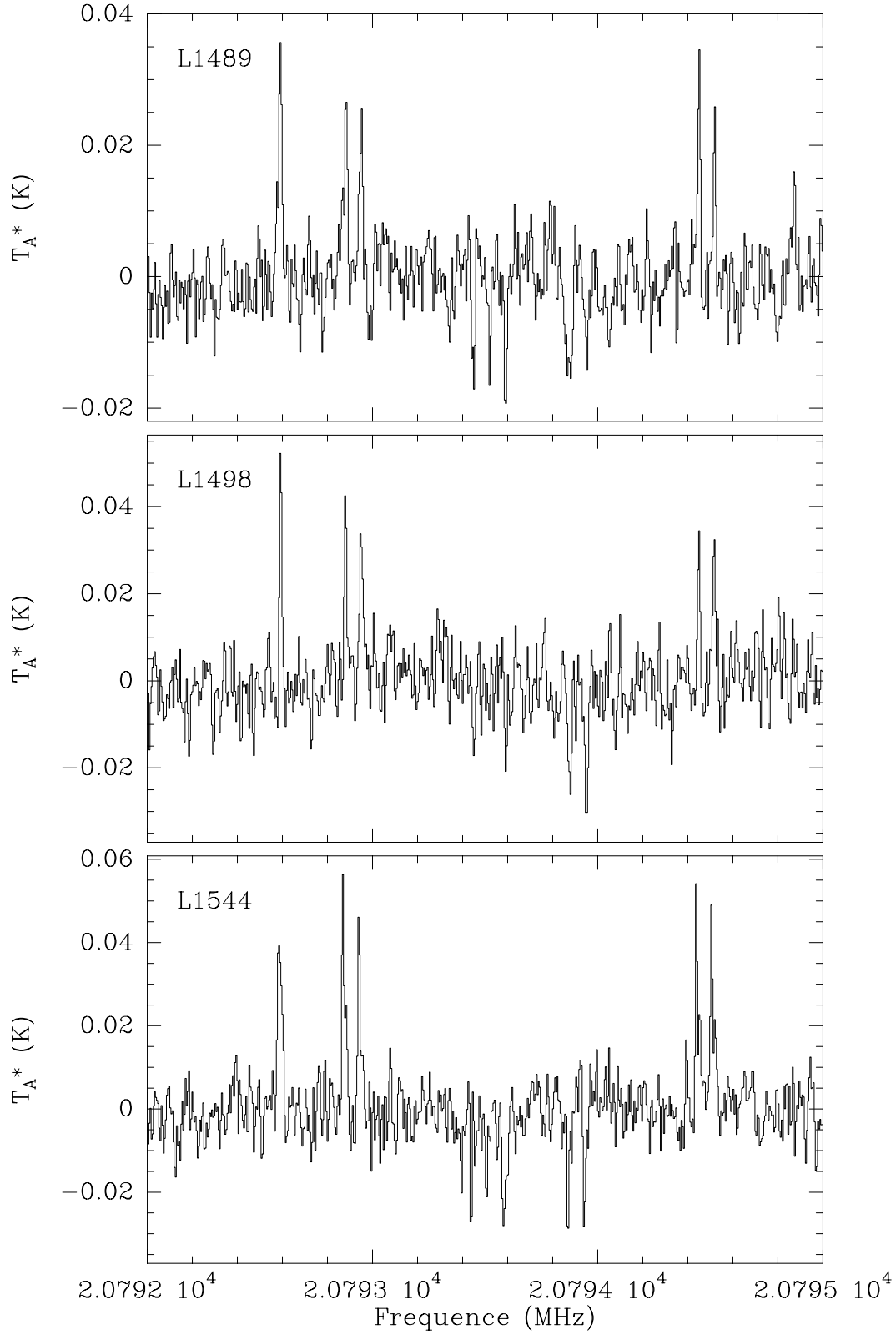


FIG. 2.11 – $l\text{-}C_3H_2$ ($1_{0,1}-0_{0,0}$) et C_6H ($15/2-13/2$) dans $L\,1489$, $L\,1498$ et $L\,1544$.

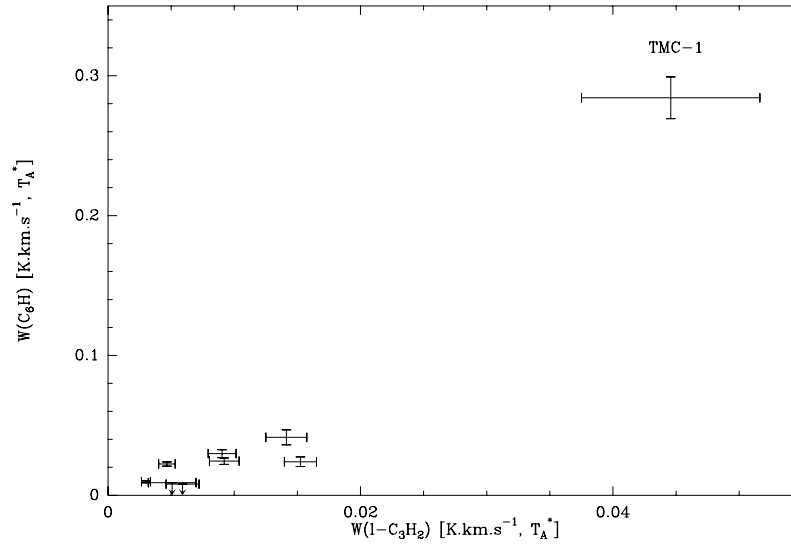


FIG. 2.12 – *Emission intégrée de C_6H ($15/2-13/2$) en fonction de celle de $l-C_3H_2$ ($1_{0,1}-0_{0,0}$).*

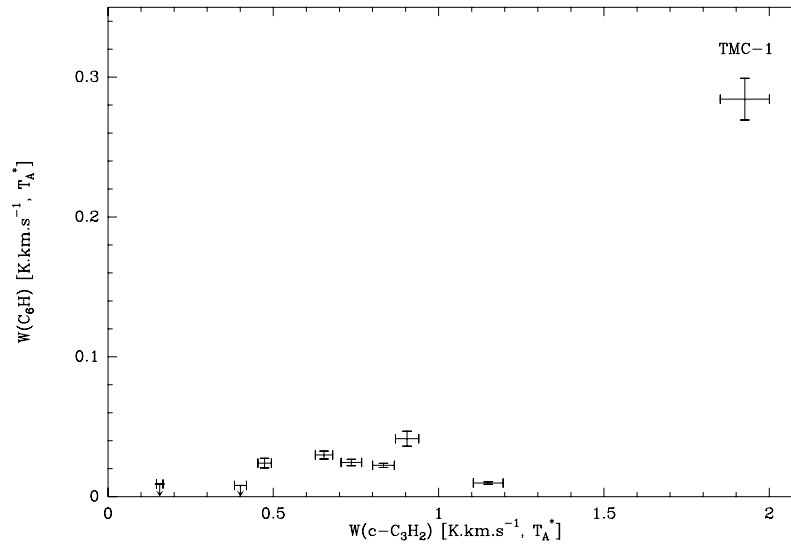


FIG. 2.13 – *Emission intégrée de C_6H ($15/2-13/2$) en fonction de celle de $c-C_3H_2$ ($1_{1,0}-1_{0,1}$).*

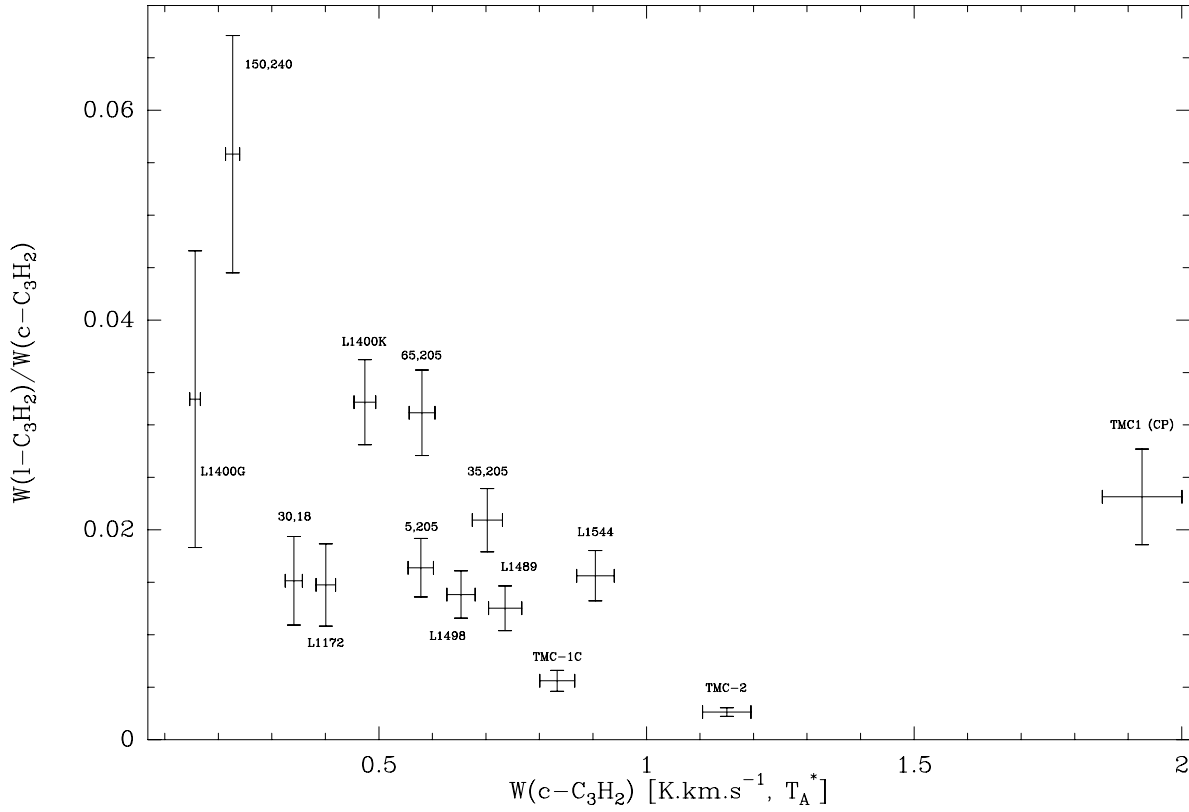


FIG. 2.14 – Rapport des émissions intégrées des isomères de C_3H_2 en fonction de celle de $c-C_3H_2$ ($1_{1,0}-1_{0,1}$). Nous avons ajouté ici les données obtenues pour L134N (voir section 2.3). Le rapport d'émission intégrée des isomères de C_3H_2 dans TMC-1 est similaire à celui des autres sources. Ces émissions intégrées sont en revanche nettement plus fortes dans ce nuage.

2.3 Abondance des hydrocarbures dans L 134N

2.3.1 L 134N : une alternative à TMC-1

Bien que les chaînes carbonées aient été identifiées depuis de nombreuses années dans les nuages sombres, leur abondance est bien mesurée dans une poignée de sources seulement (voir en particulier Turner et al. 2000). TMC-1 est probablement l'unique objet où abondances relatives et distributions de toute une série d'hydrocarbures – par exemple, les C_nH jusqu'à $n = 8$ – sont connues. L'essentiel de la modélisation en chimie des nuages sombres prend ainsi cette unique source comme référence.

Pourtant, la chimie de TMC-1 semble très particulière (cf. chapitres 2.1 et 2.2). Les fortes abondances d'hydrocarbures et de cyanopolynes que l'on y observe ne sont probablement pas représentatives de la chimie des nuages sombres en général. C'est pourquoi nous avons cherché à constituer une base de données observationnelles alternative, qui soit consacrée aux hydrocarbures dans une source autre que TMC-1.

Répertorié par Lynds (1962) sous le nom de L 183, L 134N est un nuage sombre d'abord repéré sur des plaques photographiques du *Palomar Observatory Sky Survey*. C'est à la suite d'observations moléculaires que les astronomes réalisèrent qu'il n'était situé qu'à 2° au nord de L 134, d'où son nom. C'est un objet isolé, à relativement haute latitude galactique (36°), mais proche (160 pc; Snell 1981). Il n'abrite aucune source d'énergie et de nombreuses molécules ont été repérées dans sa direction, dont NH_3 , HC_3N , CH_3C_2H , $H^{13}CO^+$, etc. (voir Dickens et al. 2000 et références citées). Ces caractéristiques font de L 134N une bonne cible d'observations d'hydrocarbures à haute résolution spatiale.

2.3.2 Observations

La plupart des observations ont été réalisées en septembre 1999 au télescope de 30 m de l'IRAM à Pico Veleta. A 3 mm, 75% de l'autocorrélateur à 4096 canaux était partagé en deux moitiés de 60 MHz chacun. La résolution spectrale résultante était de 39 kHz, soit des vitesses de 0.12 à 0.14 km.s⁻¹. Les observations à 1 mm ont été faites à l'aide du banc de filtres à haute résolution (100 kHz), qui nous a permis d'atteindre une résolution en vitesse d'environ 0.14 km.s⁻¹. À fin de calibration, nous avons régulièrement observé des planètes et des quasars durant cette session d'observations.

Des données à 1.3 cm ont aussi été obtenues en janvier 2001 à l'aide du télescope de 100 m du MPIfR (Effelsberg). Le récepteur à 1.3 cm situé au foyer primaire a été utilisé avec le nouvel autocorrélateur à 8196 canaux partagé

en deux moitiés de 20 MHz. Ces données ont donc une résolution en vitesse d'environ 0.075 km.s^{-1} à 20 GHz. La méthode de calibration de ces données est présentée dans le chapitre 2.2.

Comme L 134N présente des raies étroites, nous avons choisi d'observer le nuage en utilisant la méthode dite du *frequency switching*, disponible à Pico Veleta comme à Effelsberg. Nous avons utilisé un décalage maximum de 1 MHz. Compte-tenu de nos temps d'intégration (jusqu'à 230 min), les lignes de bases obtenues sont assez bonnes. Nous les avons ajustées par des polynômes d'ordre 9.

Quelques données additionnelles ont aussi été obtenues au CSO. Elles sont seulement présentées ici à titre de comparaison.

Dans le temps qui nous a été imparti, nous avons choisi de nous concentrer sur la région du pic d'émission des hydrocarbures déterminé par Swade (1989a) : $\Delta\alpha = +35''$ et $\Delta\delta = +175''$ par rapport à la position $\alpha = 15^{\text{h}}54^{\text{m}}06.6^{\text{s}}$, $\delta = -02^{\circ}52'19.1''$ (J2000). Neuf points ont donc été observés autour de cette position. Les spectres sont visibles dans la section 2.3.3 (pour C_4H) et 2.3.4. Nous avons en outre sondé le pic d'émission de N_2H^+ ($+30'', +18''$) et une position située en bordure du cœur dense ($+150'', +240''$), pour comparaison. Les données obtenues à ces positions sont présentées sur les figures 2.15 et 2.16.

Les fréquences, largeurs de lobe d'antenne et les efficacités sont données pour chaque transition dans le tableau 2.3. Plusieurs parmi les détections que nous avons réalisées sont des premières dans ce nuage.

2.3.3 Conditions physiques dans L 134N

Température

Une température cinétique du gaz dans L 134N de 12 K a été déterminée par Swade (1989a) à l'aide d'observations de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O et NH_3 . Dickens et al. (2000), en utilisant les transitions de NH_3 , obtiennent une température de l'ordre de 10 K et ne variant pas avec la position – en accord avec une étude bien antérieure de Ungerechts et al. (1980). Nous avons tenté de déterminer la température cinétique dans L 134N de manière indépendante, en utilisant nos observations du méthyl acétylène $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$.

Le méthyl acétylène est connu comme sonde de température dans les cœurs de nuages denses (Churchwell & Hollis 1983; Askne et al. 1984; Kuiper et al. 1984; Bergin et al. 1994). En tant que toupie symétrique, c'est en effet un bon thermomètre : l'énergie de rotation de ces molécules

TAB. 2.3 – *Transitions observées dans L 134N*

Molécules		Transition	Frequence (GHz)	HPBW (arcsec)	η_B
C ₂ H		N=1-0, J=3/2-1/2			
		F=2-1	87.316925	28 ¹	.79
		F=1-0	87.328624	28 ¹	.79
		N=1-0, J=1/2-1/2			
		F=1-1	87.402004	28 ¹	.79
c-C ₃ H		F=0-1	87.407165	28 ¹	.79
		N=2 ₁₂ -1 ₁₁ , J=5/2-3/2			
		F=3-2	91.494349	27 ¹	.78
		F=2-1	91.497608	27 ¹	.78
		N=2 ₁₂ -1 ₁₁ , J=3/2-1/2			
l-C ₃ H		F=1-0	91.692752	27 ¹	.78
		F=2-1	91.699471	27 ¹	.78
		J=9/2-7/2			
		F=5-4 (f)	97.995166	25 ¹	.76
		F=4-3 (f)	97.995913	25 ¹	.76
c-C ₃ H ₂	o	F=5-4 (e)	98.011611	25 ¹	.76
		F=4-3 (e)	98.012524	25 ¹	.76
		1 _{1,0} -1 _{0,1}	18.343145	54 ²	.58
		2 _{1,2} -1 _{0,1}	85.338898	28 ¹	.80
		3 _{3,0} -2 _{2,1}	216.27875	11 ¹ , 34 ³	.50, .76
l-C ₃ H ₂	p	1 _{0,1} -0 _{0,0}	20.792590	48 ²	.58
CH ₃ C ₂ H		J=5-4			
		K=2	85.450730	28 ¹	.80
		K=1	85.455622	28 ¹	.80
		K=0	85.457272	28 ¹	.80
		J=6-5			
C ₄ H		K=1	102.546024	24 ¹	.73
		K=0	102.547984	24 ¹	.73
		N=2-1, J=5/2-3/2			
		F=2-1	19.0147200	53 ²	.58
		F=3-2	19.0151430	53 ²	.58
		N=9-8, J=19/2-17/2			
		F=9-8	85.6340057	28 ¹	.80
		F=10-9	85.6340167	28 ¹	.80
		N=9-8, J=17/2-15/2			
		F=8-7	85.6725807	28 ¹	.80
l-C ₄ H ₂	p	F=9-8	85.6725829	28 ¹	.80
		11 _{0,11} -10 _{0,10}	98.245016	25 ¹	.76
		J=9/2-7/2			
		F=5-4 a	21.480823	46 ²	.58
		F=4-3 a	21.481312	46 ²	.58
l-C ₅ H		J=9/2-7/2			
		F=5-4 b	21.484710	46 ²	.58
		F=4-3 b	21.485262	46 ²	.58
		J=15/2-13/2			
		F=8-7 (a)	20.7928720	48 ²	.58
C ₆ H		F=7-6 (a)	20.7929440	48 ²	.58
		F=8-7 (b)	20.7944410	48 ²	.58
		F=7-6 (b)	20.7945110	48 ²	.58
		8 _{1,8} -7 _{1,7}	21.488255	48 ²	.58
l-C ₆ H ₂	o				
CS		J=2-1	97.9809730	25 ¹	.76
C ¹⁸ O		J=2-1	219.560319	11 ¹	.49

¹Observations au 30m²Observations au 100m³Observations au CSO

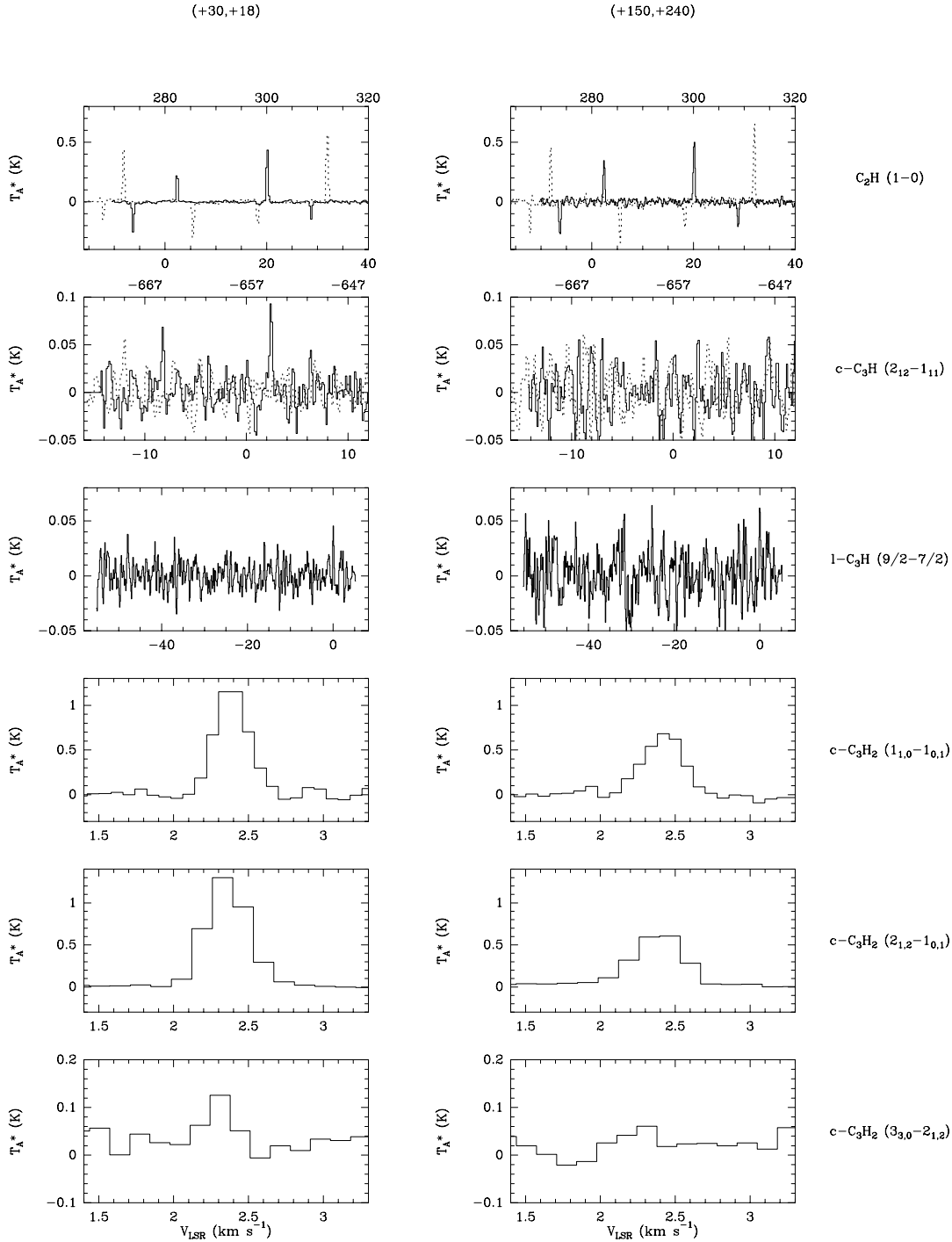


FIG. 2.15 – Spectres obtenus à la position du pic d'émission de N_2H^+ (+30,+18) et en bordure du cœur dense (+150,+240). Pour les espèces qui présentent une structure hyperfine, nous avons parfois superposé artificiellement les raies. L'échelle des vitesses en abscisse inférieure se rapporte alors au spectre tracé en trait plein. L'abscisse supérieure se rapportant au spectre en pointillés.

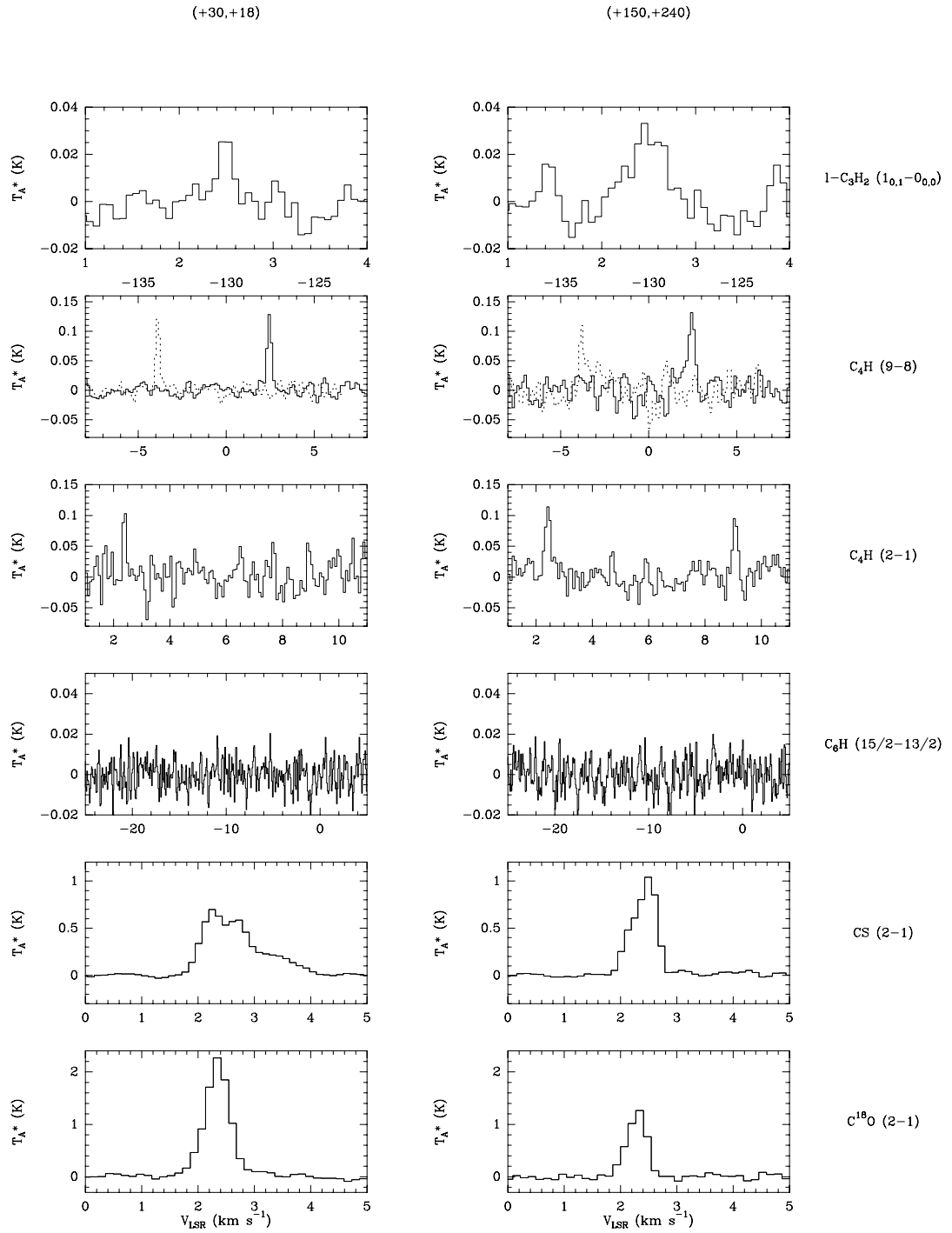


FIG. 2.16 – Suite de la figure 2.15.

est fonction de deux nombres quantiques, J et K , et les règles de sélection ($\Delta J = 0, \pm 1; \Delta K = 0$) ne permettent aucune transition radiative entre les différentes échelles K . Ces échelles sont donc uniquement connectées par collisions et les rapports de population de leurs niveaux J sont donnés par la loi de Boltzmann :

$$\frac{N_u}{N_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ul}}{kT_{ex}}\right) \quad (2.7)$$

De plus, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ a un faible moment dipolaire ($\mu = 0.78 D$) et peut donc posséder une distribution de population thermique dans les conditions physiques des nuages sombres³. Ainsi, en faisant l'hypothèse que l'émission est optiquement mince, il est possible d'utiliser la méthode du diagramme de rotation pour calculer température cinétique du gaz et densité de colonne du méthyl acétylène. Cette méthode consiste à supposer que les populations de chaque niveau sont à l'ETL et définies par une unique température d'excitation T . La densité de colonne totale et la température sont alors reliées par :

$$\frac{8\pi k\nu_{ul}^2}{hc^3 A_{ul} g_u} \int T_b dv = \frac{N_{tot}}{Q(T)} \exp\left(-\frac{E_u}{kT}\right) \quad (2.8)$$

où A_{ul} , ν , E_u , g_u et $Q(T)$ sont respectivement le coefficient d'Einstein d'émission spontanée, la fréquence, l'énergie du niveau haut de la transition considérée, son poids statistique et la fonction de partition à la température T , et où $\int T_b dv$ est l'intensité de raie intégrée. Ces constantes étant connues, le logarithme de l'expression 2.8 s'écrit comme l'équation d'une droite :

$$\ln\left(\frac{8\pi k\nu_{ul}^2}{hc^3 A_{ul} g_u} \int T_b dv\right) = \ln\left(\frac{N}{Q(T)}\right) - \frac{E_u}{kT} \quad (2.9)$$

On a alors directement accès à la température T (une température d'excitation des niveaux rotationnels appelée T_{rot}) et à la densité de colonne de l'espèce considérée (*via* l'ordonnée à l'origine). Si l'hypothèse d'ETL est vérifiée, alors $T_k = T_{rot}$.

Il faut noter cependant que l'orientation relative des spins des atomes d'hydrogène sépare $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ en deux espèces distinctes. Les niveaux rotationnels tels que $K = 3n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) appartiennent à l'espèce notée A tandis que ceux qui vérifient $K = 3n + 1, 3n + 2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) sont notés E . Comme les transitions collisionnelles et radiatives sont interdites entre les espèces A et E , elles doivent être considérées comme parfaitement indépendantes. Par conséquent, regrouper des transitions A et E est illicite : il faut *a priori* tracer deux diagrammes rotationnels distincts pour déterminer T_k lorsque

3. La *densité critique* au-delà de laquelle les processus collisionnels l'emportent sur l'émission spontanée est en effet proportionnelle à A_{ul} , lui-même proportionnel à μ^2 .

l'on utilise $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$. En pratique, et bien que cela n'ait aucune signification physique, le regroupement des deux espèces dans un même diagramme rotationnel est souvent la seule manière d'estimer la température cinétique. En effet, pour une transition $J \rightarrow J - 1$ donnée, une raie seulement de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-A$ ($K = 0$) et deux autres de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E$ ($K = 1, 2$) sont excitées de façon significative dans les nuages sombres. En faisant l'hypothèse que les abondances de molécules A et E sont égales, l'estimation de la température cinétique est cependant valable – voir par exemple l'analyse de Bergin et al. (1994).

Nous avons observé les raies $J = 5 - 4$ ($K = 0, 1, 2$) à 11 positions dans L 134N. Les raies ont été ajustées par trois gaussiennes de largeurs égales et d'écartements fixés. Les raies à $K = 0$ et $K = 1$ ont été détectées avec un bon rapport signal-sur-bruit vers 9 positions. Avec un rapport signal-sur-bruit compris entre 1 et 3, la raie $K = 2$, en revanche, n'a été que marginalement détectée en 6 positions (pour un bruit rms de 18 mK environ). Ceci est cohérent avec une faible température cinétique dans le nuage puisque le niveau $J = 2, K = 2$ est situé 23.2 K au-dessus de l'état fondamental de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E$ ($J = 1, K = 1$). Afin de déterminer la température cinétique de L 134N, nous montrons d'abord (figure 2.17) que la "température rotationnelle" obtenue en ajustant les données des espèces A et E dans un même diagramme rotationnel – en supposant que $A/E = 1$ – nous donne une limite inférieure proche de la vraie température cinétique.

Sur la figure 2.18, les spectres de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ sont présentés avec leurs diagrammes de rotation. La faiblesse de la raie $J = 5 - 4$ ($K = 2$) ne nous permet pas d'obtenir mieux qu'une limite supérieure sur la "température rotationnelle" de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, et donc sur la température cinétique du nuage.

Nous avons pu utiliser, cependant, des données d'observations réalisées à la position (+30,+120) dans les transitions $K = 0, 1, 2$ de $J = 5 - 4$ et $J = 6 - 5$ (Teyssier, comm. pers.) pour mesurer séparément les températures d'excitation de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-A$ et $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E$. Malheureusement, seules les transitions $K = 0$ et $K = 1$ ont été détectées. Par conséquent, la température d'excitation que nous mesurons n'est qu'une limite inférieure de la température cinétique (voir la simulation de la figure 2.19). Ce n'est évidemment pas une surprise puisque, en traçant un diagramme rotationnel de plusieurs niveaux J pour un niveau K donné, nous ne comparons pas les populations entre échelles de K mais simplement entre différents J – comme pour une simple molécule linéaire – et nous n'utilisons donc pas les propriétés particulières des toupies symétriques pour sonder la température cinétique. La figure 2.20 présente les diagrammes rotationnels tirés de ces observations. L'espèce A est représentée par les transitions $J = 6 - 5$ et $J = 5 - 4$ à $K = 0$. La forme E est par les transitions $J = 6 - 5$ et $J = 5 - 4$ à $K = 1$. Notons que

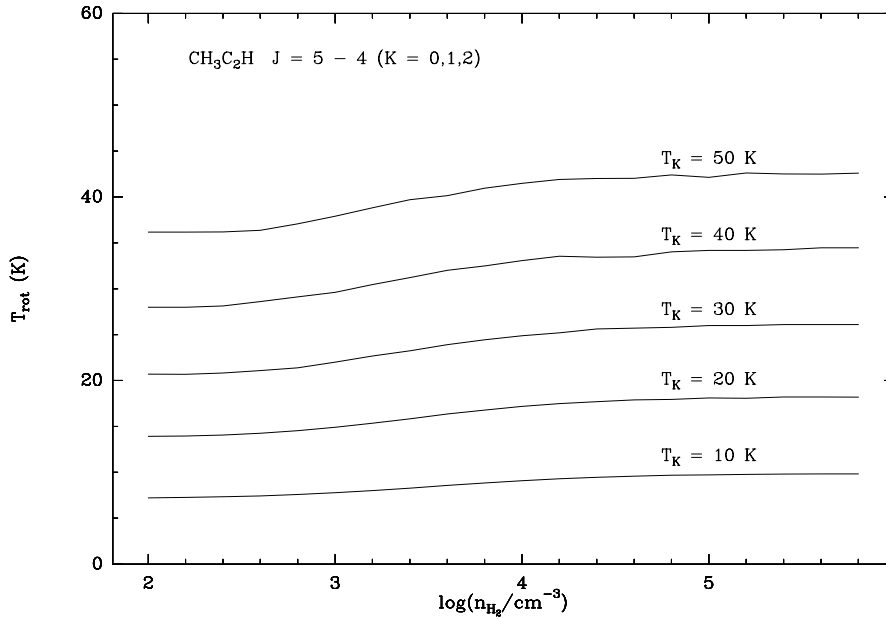


FIG. 2.17 – *Température rotationnelle de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ $J = 5_K \rightarrow 4_K$ ($K = 0, 1, 2$) en fonction de la température et de la densité du milieu. Les températures rotationnelles ont été obtenues en ajustant un diagramme de rotation théorique pour 20 valeurs différentes de n_{H_2} , et en posant $A/E = 1$. Les intensités théoriques des raies ont été calculées par un code LVG utilisant les taux de collision du méthyl cyanide – tabulées par Green (1986) – multipliés par 1.5 afin de prendre en compte la plus grande section efficace de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ par rapport à CH_3CN (Cernicharo, comm. pers.).*

pour cette dernière espèce, les niveaux d'énergie sont donnés par rapport au niveau fondamental de la forme E , soit ($K = 1$, $J = 1$). Nous obtenons une limite inférieure de la température d'excitation compatible avec $T_{rot} > 9K$.

En considérant cette valeur comme une limite inférieure valable à toutes les positions, et en tenant compte des limites supérieures obtenues grâce à nos 5 meilleurs spectres, on trouve $9K < T_{ex} < 18K$. Ainsi, en utilisant la figure 2.17 et sans aucune hypothèse sur la densité du nuage, nous en déduisons que $T_k = 17 \pm 8K$ dans L134N. Un résultat compatible avec les valeurs trouvées par Ungerechts (1980), Swade (1989a) et Dickens et al. (2000). L'incertitude de près de 50% sur cette valeur souligne la difficulté à obtenir de bonnes contraintes sur les conditions physiques en utilisant le méthyl acétylène comme sonde de température dans un nuage très froid.

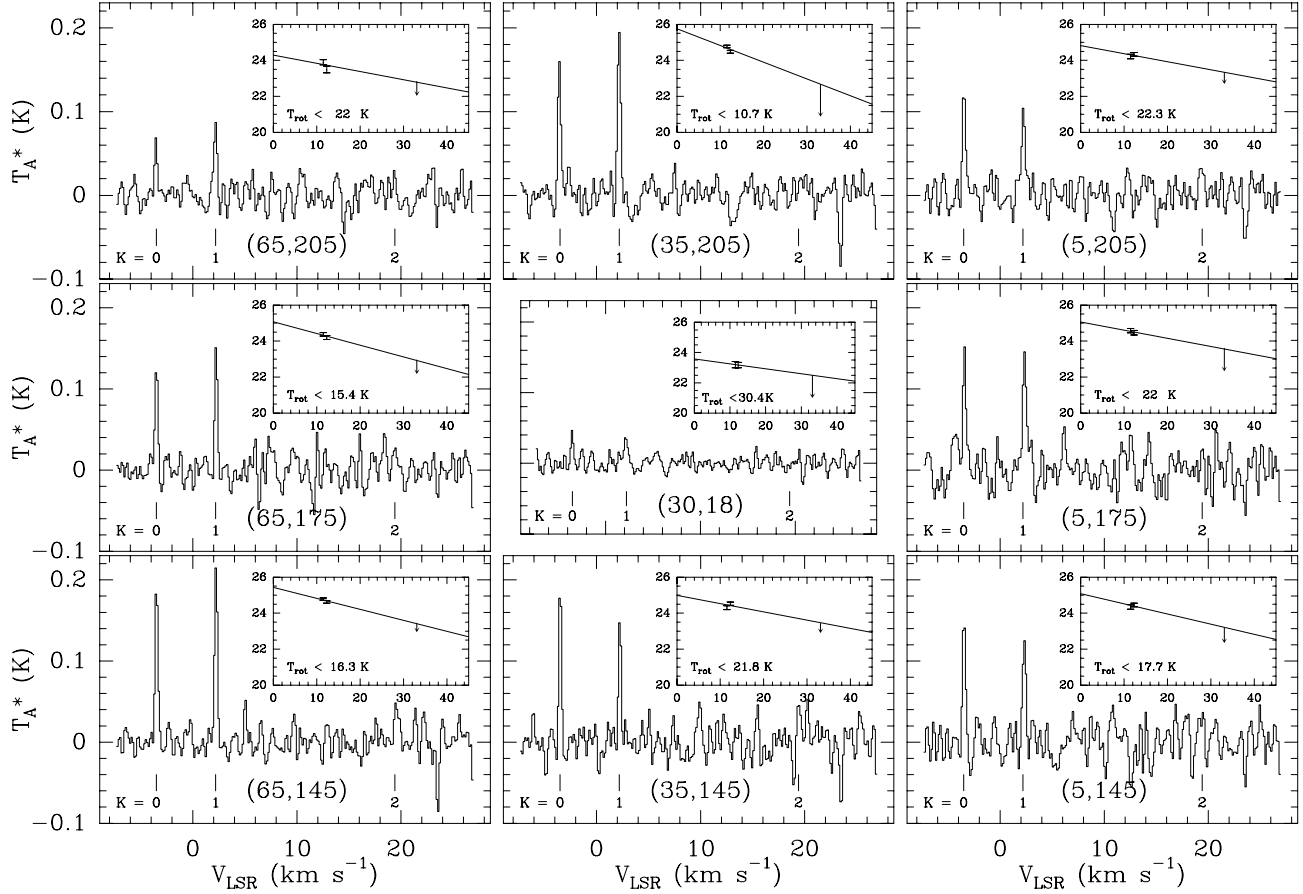


FIG. 2.18 – Spectres de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ dans $L134\text{N}$ et diagrammes de rotation. Pour chaque position est tracée : en abscisse la valeur de E_u en K, en ordonnée la quantité $\ln(\frac{8\pi k\nu_u^2}{hc^3 A_u 19_u} \int T_b dv)$ en unités CGS. Les positions sont données par rapport à $\alpha = 15^{\text{h}}54^{\text{m}}06.6^{\text{s}}$, $\delta_{2000} = -02^{\circ}52'19.1''$ ($J2000$). Attention : la case centrale présente les données de la position $(+30'', +18'')$.

Les données en ^{12}CO de Swade (1989b) montrent qu'il est en réalité peu probable que T_k soit beaucoup plus élevé que 10 K dans $L134\text{N}$. Dans la section suivante, nous supposons d'abord que $T_k = 10\text{K}$ puis envisagerons les conséquences d'une plus température plus importante (17 K) sur l'estimation de la densité.

Densité

Plusieurs transitions de C_4H à 3 mm et 1.3 cm ont été observées respectivement à 11 et 5 positions (voir figures 2.21 et 2.22). Pour une température donnée, il est possible de prédire à l'aide d'un code LVG la gamme de densité et de densité de colonne compatible avec l'émission à 3 mm et 1.3 cm. Les

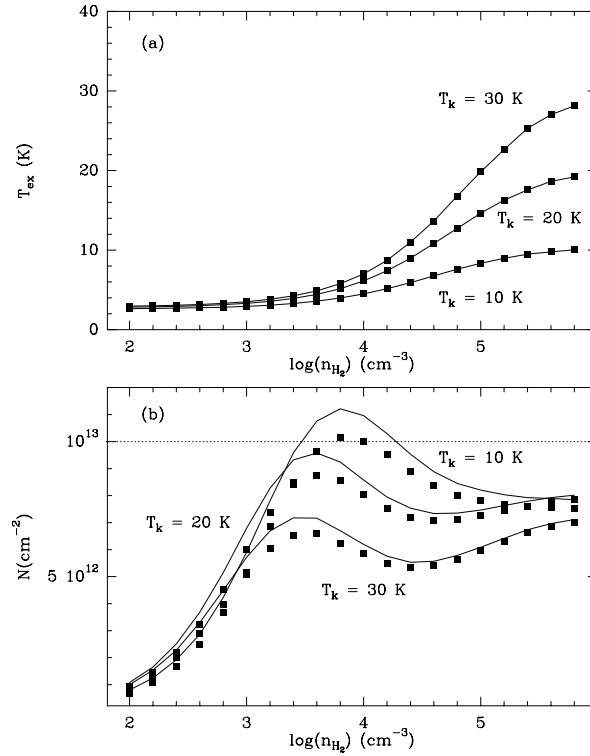


FIG. 2.19 – (a) **Panneau du haut :** Températures d'excitation de CH_3C_2H $K = 0$ ($J = 6-5, J = 5-4$) – carrés pleins – et $K = 1$ ($J = 6-5, J = 5-4$) – traits pleins – calculés en fonction de la température et de la densité par un code LVG. Nous avons posé $N_{CH_3C_2H-A} = N_{CH_3C_2H-E} = 10^{13} cm^{-2}$, $T_k = 10 K$ et $\Delta v = 0.3 km s^{-1}$. On note que (i) les températures d'excitation sont égales et (ii) elles sont toujours inférieures à la vraie température cinétique. (b) **Panneau du bas :** Densités de colonne calculées à partir de diagrammes de rotation synthétiques pour CH_3C_2H-A – carrés pleins – et CH_3C_2H-E – traits pleins – en utilisant l'expression 2.9 avec $T = T_{ex}$ (voir panneau du haut) et pour deux fonctions de partition différentes (qui dépendent de l'orientation du spin des atomes d'hydrogène). Ces courbes montrent que les diagrammes de rotation des transitions $K = 0$ ($J = 6-5, J = 5-4$) et $K = 1$ ($J = 6-5, J = 5-4$) peuvent être utilisés pour estimer un rapport A/E de 1 à 10% près, et cela bien que les valeurs de densité de colonne qu'ils retournent pour CH_3C_2H-A et CH_3C_2H-E soient faux (dans le cas ci-dessus nous avons fait les calculs avec $N = 10^{13} cm^{-2}$).

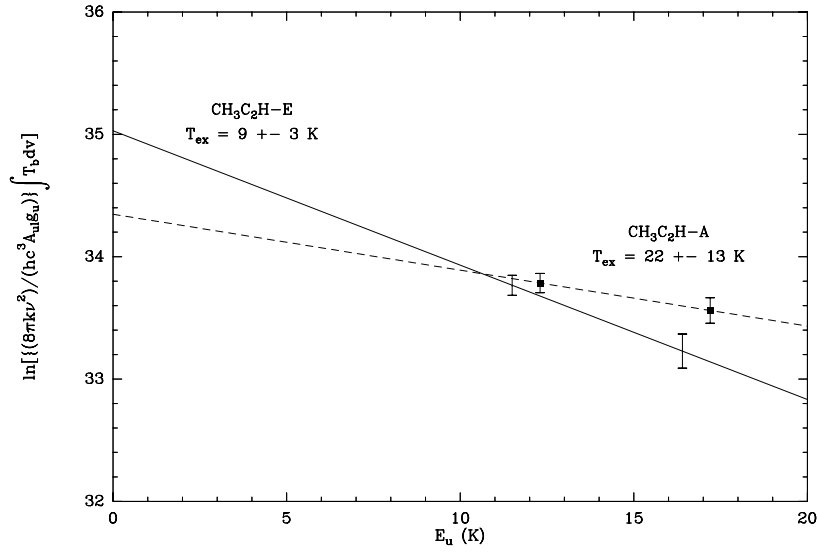


FIG. 2.20 – Diagramme de rotation pour les formes A – carrés pleins, trait pointillé – et E – trait plein – de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ à la position (+30,+120). Les transitions $J = 5 - 4$ et $J = 6 - 5$ ont été utilisées. Les niveaux d'énergie sont relatifs aux niveaux ($K = 0, J = 0$) et ($K = 1, J = 1$), respectivement état fondamental des espèces A et E. La valeur numérique du logarithme est donné en unités MKS.

taux de collisions de C_4H ne sont pas disponibles mais il est possible de les approximer en multipliant les sections efficaces de collisions de HC_3N avec He par un facteur 1.5 (Cernicharo, comm. pers.).

Nous avons d'abord estimé l'opacité des transitions de C_4H en comparant les rapports $T_b(N = 2 - 1, J = 5/2 - 3/2, F = 2 - 1)/T_b(N = 2 - 1, J = 5/2 - 3/2, F = 3 - 2)$ et $T_b(N = 9 - 8, J = 19/2 - 17/2)/T_b(N = 9 - 8, J = 17/2 - 15/2)$ à leurs valeurs théoriques. Les rapports mesurés sont compatibles avec les valeurs théoriques (i.e. 1.59 et 1.13 respectivement). Nous en concluons donc que ces transitions sont optiquement minces dans L134N.

Le code LVG que nous avons utilisé ne prend pas en compte la structure hyperfine de C_4H . Nous avons moyenné les raies des transitions $N = 2 - 1$ (pondérées par l'inverse de leur intensités relatives) et des transitions $N = 9 - 8$ (*idem*) pour simuler des raies de rotation sans structure hyperfine. Le domaine de densité et de densité de colonne qui est compatible avec l'émission calculée à la fois pour $N = 2 - 1$ et $N = 9 - 8$ nous donne une estimation des conditions physiques qui règnent dans le nuage ainsi que l'abondance de

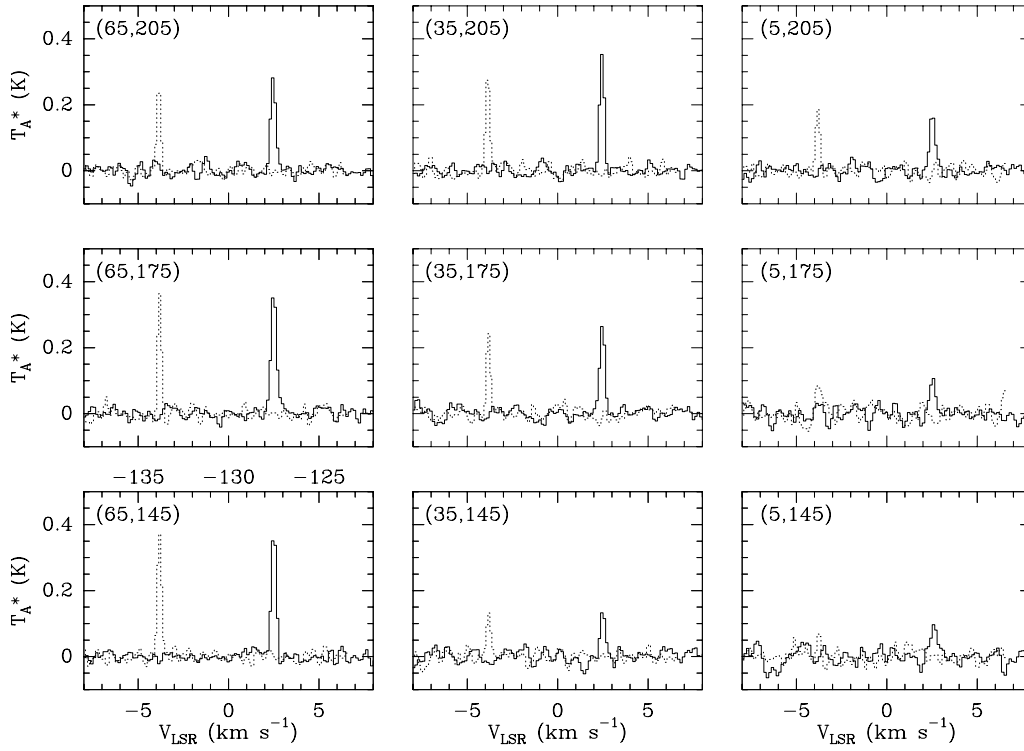


FIG. 2.21 – *Transitions de C_4H observées à 85634.0 MHz – trait plein – et 85672.6 MHz – trait pointillé – dans L 134N. L'échelle de vitesse est donnée en abscisse inférieure pour les deux transitions à 85634.0 MHz et en abscisse supérieure pour celles à 85672.6 MHz. Dans les deux cas, la vitesse de référence est celle du nuage (2.4 km s^{-1}).*

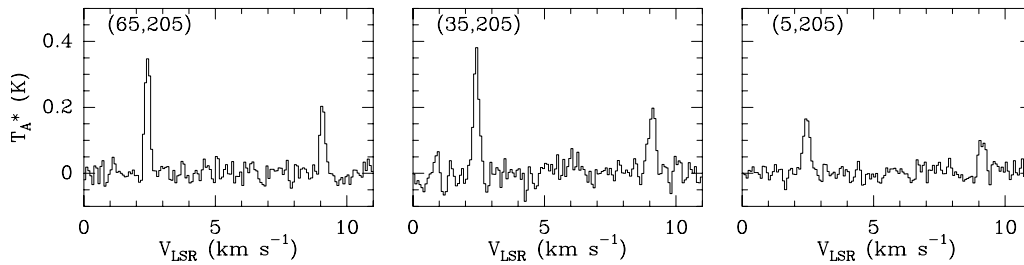


FIG. 2.22 – *Transitions de C_4H observées à 19 GHz dans L 134N.*

C₄H. Les résultats pour $T_k = 10K$ sont donnés sur la figure 2.23 et dans le tableau 2.4. Les résultats pour $T_k = 17K$ sont donnés sur la figure 2.24 et dans le tableau 2.5.

TAB. 2.4 – *Estimation de $n(H_2)$ et de $N(C_4H)$ pour $T_k = 10 K$*

Position (arcsec,arcsec)	$n(H_2)$ (10^3 cm^{-3})	$N(C_4H)$ (10^{13} cm^{-2})
30,18	3.1 (+0.6,−0.4)	3.0 (+0.2,−0.3)
5,205	2.1 (+0.4,−0.3)	6.3 (+0.6,−0.7)
35,205	1.7 (+0.2,−0.2)	13 (+1.0,−2.0)
65,205	1.8 (+0.2,−0.2)	11 (+0.0,−1.0)
150,240	3.0 (+1.0,−0.7)	3.9 (+0.5,−0.5)

TAB. 2.5 – *Estimation de $n(H_2)$ et de $N(C_4H)$ pour $T_k = 17 K$*

Position (arcsec,arcsec)	$n(H_2)$ (10^2 cm^{-3})	$N(C_4H)$ (10^{13} cm^{-2})
30,18	12 (+1.0,−1.0)	2.7 (+0.2,−0.2)
5,205	8.9 (+1.1,−1.1)	5.4 (+0.6,−0.5)
35,205	7.5 (+0.8,−0.7)	11 (+0.0,−1.0)
65,205	7.6 (+0.8,−0.6)	8.9 (+0.6,−0.5)
150,240	11 (+3.0,−2.0)	3.5 (+0.4,−0.4)

Notons que les raies de C₄H à 3 mm ont été détectées partout où nous les avons cherchées dans L 134N (11 points) et qu'il a été possible – à la position (+35,+175) – de simuler l'émission de C₄H(9–8) dans un lobe de 53" (celui du télescope d'Effelsberg à 19 GHz). Par rapport à l'émission dans le lobe réel – 28" pour le télescope de 30 m de l'IRAM – l'intensité de la raie dans le lobe synthétique est diminuée de 8% seulement. Nous avons donc considéré que les effets de lobe étaient négligeables. Sur les figures 2.23 et 2.24, les températures de brillance déduites des données des deux télescopes sont comparées directement.

En examinant les tableaux 2.4 et 2.5, on remarque que les densités de colonne de C₄H ne changent pas (dans les barres d'erreur) entre 10 et 17 K. La mesure de $N(C_4H)$, peu sensible à la température, est donc solide. Une température de 17 K, en revanche, est peu probable en regard des contraintes observationnelles dues à la brillance de CI et de ¹²CO(4–3), très faibles dans L 134N (Tatematsu et al., 1999). Tatematsu et al. (1999) déduisent de leurs

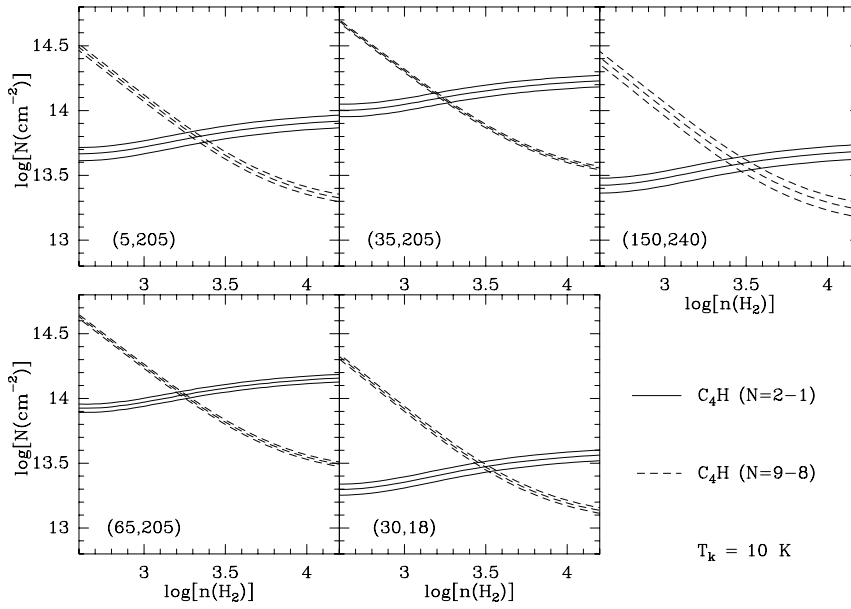


FIG. 2.23 – Résultats d'un calcul LVG pour $\Delta v = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ et $T_k = 10 \text{ K}$. Les contours des températures de brillance observées sont tracés avec leurs barres d'erreurs pour C_4H (2-1) – trait plein – et C_4H (9-8) – trait pointillé. Le domaine d'intersection définit la gamme de densité et de densité de colonne compatible avec les émissions observées.

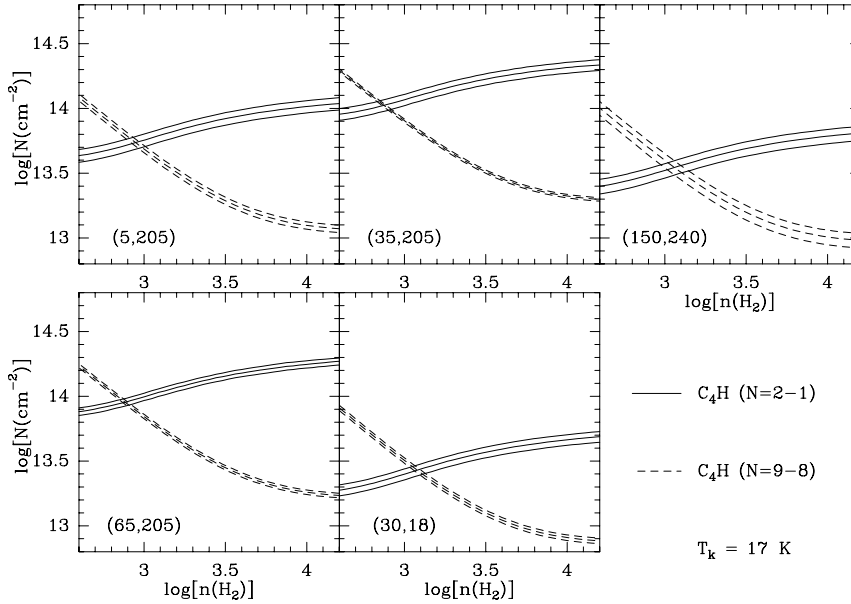


FIG. 2.24 – *idem* fig. 2.23 pour $T_k = 17 \text{ K}$.

observations une température de 10 K dans le nuage. Par la suite nous supposons donc que $T_k = 10\text{K}$.

Par rapport à de précédents travaux utilisant HC_3N , N_2H^+ , NH_3 et CS (Dickens et al. 2000; Swade 1989b), C_4H trace un milieu à basse densité d'environ $2\text{--}3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Ceci peut s'expliquer par le fait que le moment dipolaire de C_4H n'est que de 0.9 D : pour un niveau J donné, les densités critiques de C_4H sont environ dix fois inférieures à celles de HC_3N . La présence de C_4H dans l'enveloppe de L134N ($n_{\text{H}_2} \simeq 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ – Swade 1992) est discutée en conclusion.

2.3.4 Densités de colonne des hydrocarbures

Nous présentons ici l'ensemble des données que nous avons obtenues, ainsi que les calculs de densité de colonne pour la série d'hydrocarbures observés.

C_2H

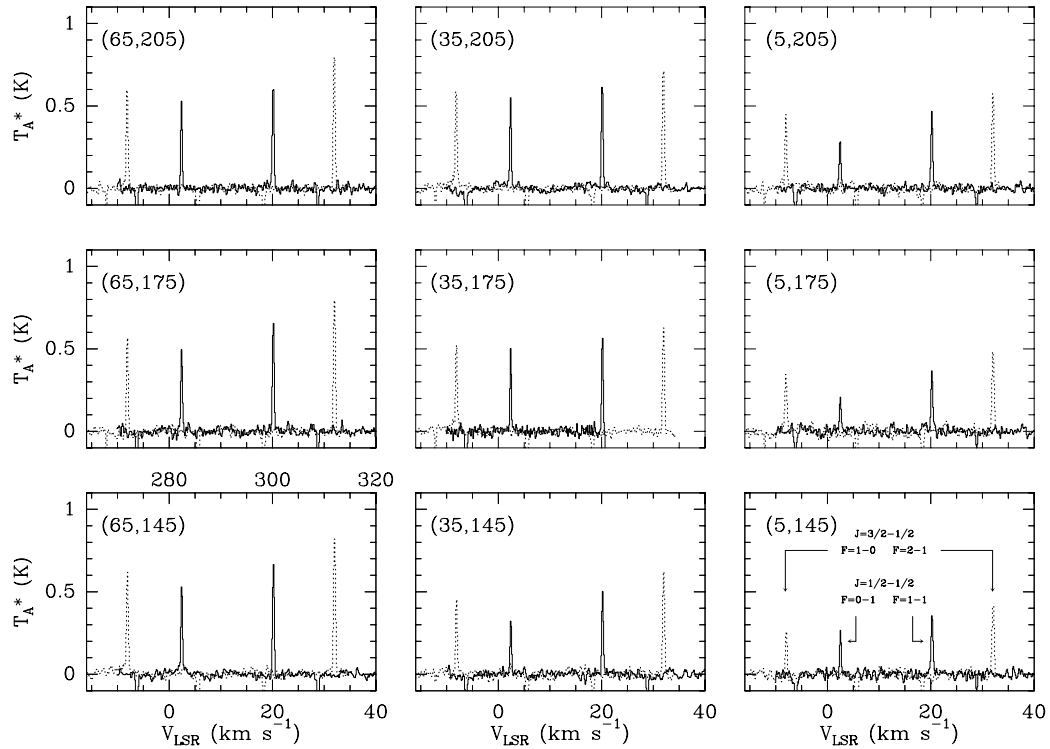


FIG. 2.25 – Spectres de $\text{C}_2\text{H}(1-0)$ observés dans L134N.

Pour calculer les densités de colonne de C_2H nous déterminons d'abord

sa température d'excitation en utilisant la méthode HFS de CLASS. Cette méthode d'ajustement de raies de transition hyperfine⁴ permet d'obtenir à la fois l'opacité τ d'une transition et la quantité :

$$x = [J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})]\tau \quad (2.10)$$

où $T_{bg} = 2.7$ K (température du fond cosmologique) et $J_\nu(T)$ est l'intensité moyenne à la fréquence ν d'un corps noir à la température T . On peut alors écrire :

$$T_{ex} = \frac{h\nu/k}{\ln[1 + 1/(\frac{x/\tau}{h\nu/k} + \frac{1}{e^{h\nu/kT_{bg}} - 1})]} \quad (2.11)$$

Connaissant la température d'excitation T_{ex} (supposée constante sur toute la structure hyperfine), l'épaisseur optique totale τ_{tot} , et la largeur de raie moyenne $\Delta\nu$ – plus l'énergie du niveau haut de la transition E_u et la fréquence de la transition ν , que l'on suppose constantes pour chaque raie hyperfine de la transition rotationnelle – on calcule la densité de colonne totale :

$$N_{tot} = \frac{8\pi\nu^3}{c^3} \frac{Q(T_{ex})}{\sum g_u A_{ul}} \frac{e^{E_u/kT_{ex}}}{e^{h\nu/kT_{ex}} - 1} \tau_{tot} \Delta\nu \quad (2.12)$$

avec g_u et A_{ul} les poids statistiques des niveaux hauts et les taux d'émission spontanée pour chaque raie hyperfine.

En pratique, nous utiliserons la formule suivante :

$$N_{tot} = \frac{\nu}{c} \frac{Q(T_{ex})}{Q_{JPL}} \frac{e^{-E_l/300k} - e^{-E_u/300k}}{\sum I_{JPL}} \frac{e^{E_u/kT_{ex}}}{e^{h\nu/kT_{ex}} - 1} \tau_{tot} \Delta\nu \quad (2.13)$$

où Q_{JPL} et I_{JPL} sont les fonction de partition et intensité de raie à 300 K - données par la base de spectroscopie moléculaire du JPL (Pickett et al., 1998) – et $Q(T)$ est donné par :

$$Q(T) = 4[1 + \sum_{J=0}^{+\infty} (2J+1)(e^{-\frac{hBJ(J+1)}{kT}})] \quad (2.14)$$

$$B = 43674.534 \text{ MHz}$$

Les spectres observés sont visibles sur les figures 2.15 et 2.25. Les résultats sont résumés dans le tableau 2.6.

4. Connaissant les décalages en fréquence entre chaque raie, leurs intensités relatives théoriques, leurs largeurs (supposées identiques, mais on peut relaxer cette contrainte) et sous l'hypothèse que leurs températures d'excitation sont égales, HFS ajuste des profils gaussiens à des raies de transition hyperfine.

TAB. 2.6 – Densités de colonne de C_2H dans $L134N$

Position (arcsec,arcsec)	τ	T_{ex} (K)	N (10^{13} cm^{-2})
30,18	3.6	3.8	6.5 ± 1.2
5,145	7.3	3.3	8.9 ± 1.7
5,175	5.3	3.5	7.5 ± 1.4
5,205	7.1	3.5	9.0 ± 1.3
35,145	7.3	3.6	8.8 ± 1.3
35,175	14.1	3.5	15 ± 2.0
35,205	12.9	3.7	15 ± 2.0
65,145	11.2	3.8	14 ± 2.0
65,175	9.8	3.8	12 ± 2.0
65,205	9.2	3.8	11 ± 1.0
150,240	8.6	3.6	9.9 ± 1.7

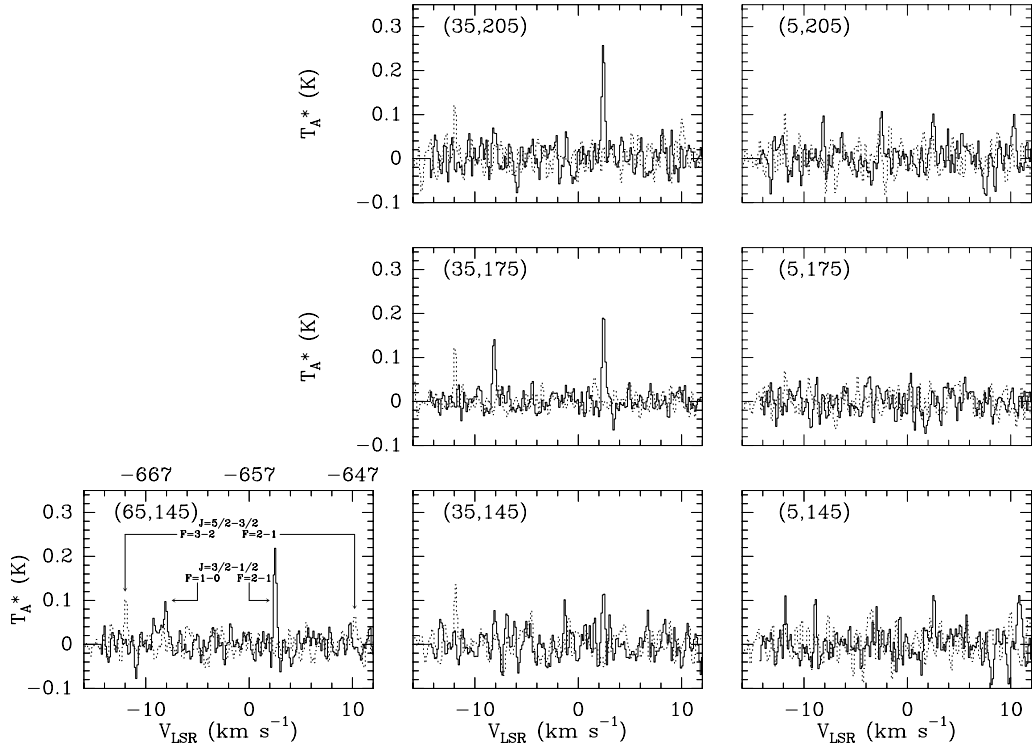
Isomères cyclique et linéaire de C_3H

Les molécules $c\text{-}C_3H$ et $l\text{-}C_3H$ possèdent chacune une structure hyperfine et nous avons donc appliqué la méthode HFS à nos observations (quand c'était possible, c'est-à-dire pour 6 positions observées en $c\text{-}C_3H$ et pour 1 position seulement en $l\text{-}C_3H$). Cependant, les résultats obtenus *via* HFS doivent être considérés avec prudence. En effet, le faible rapport signal-sur-bruit de nos observations affecte de façon significative les intensités relatives des raies détectées, et donc le calcul de l'opacité des transitions. Les valeurs données dans le tableau 2.7 pour les positions (+5,+205) et (+35,+145) sont ainsi probablement surestimées. Les densités de colonne calculées en ces points doivent donc être considérées comme des limites supérieures.

Ceci étant bien clair, nous calculons les densités de colonne de nos isomères en appliquant la même méthode que pour C_2H , la fonction de partition étant donnée pour une température d'excitation T_{ex} par :

$$Q(T) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT} \quad (2.15)$$

Pour $l\text{-}C_3H$, la méthode HFS donne un résultat cohérent en une seule position (+35,+205). Elle est inutilisable en (+35,+175) et (+65,+145) où l'émission semble être optiquement mince (les intensités relatives mesurées sont proches des valeurs théoriques). Ailleurs, la molécule n'est pas détectée. Les calculs de densité de colonne dans le cas optiquement mince et dans la limite des 3σ sont faits en utilisant $T_{ex} = T_{ex(35,205)} = 3.3K$ et $\mu = 3.1D$

FIG. 2.26 – $c\text{-C}_3\text{H}(2_{12}\text{-}2_{11})$ observé dans L 134NTAB. 2.7 – Densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}$ dans L 134N

Position (arcsec,arcsec)	τ	T_{ex} (K)	N (10^{12} cm^{-2})
30,18	2.8	3.0	7.5 ± 2.9
5,145		3.2*	< 20
5,175		3.3*	< 20
5,205	8.9?	2.9	$18 \pm 4.0?$
35,145	7.0?	3.0	$16 \pm 3.0?$
35,175	3.9	3.2	10 ± 1.0
35,205	1.1	4.3	5.2 ± 4.7
65,145	2.2	3.4	7.1 ± 2.9

* T_{ex} supposée

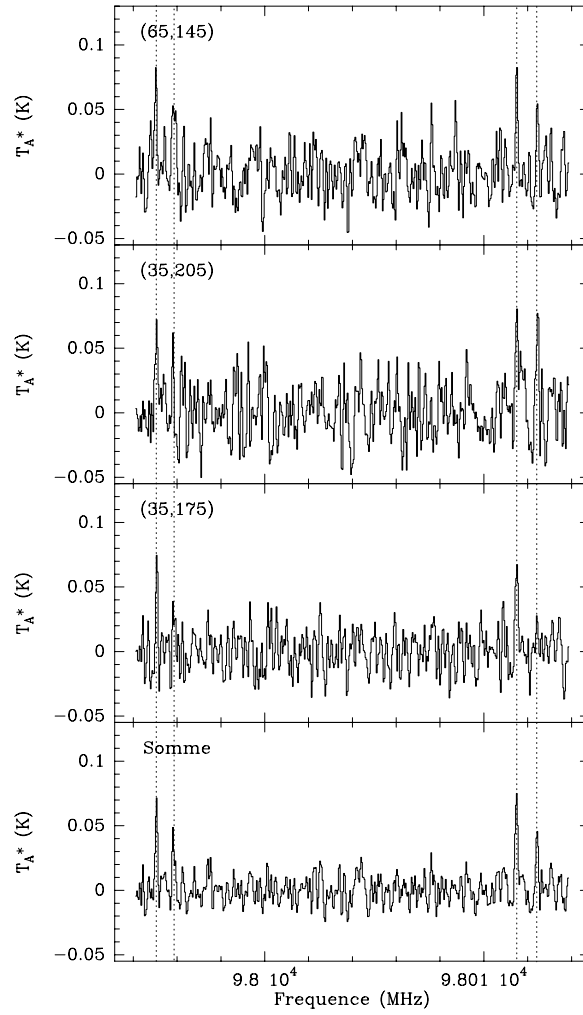


FIG. 2.27 – Détection de $l\text{-C}_3\text{H}$ dans $L\,134\text{N}$. Notons que l'isomère linéaire de C_3H a été détecté aux positions où l'émission de l'espèce cyclique est la plus forte.

(Green, 1980). Les résultats sont donnés dans le tableau 2.8. Comme l'opacité déterminée en (+35,+205) souffre d'une large incertitude ($\simeq 75\%$), la densité de colonne à cette position doit être considérée comme une limite supérieure. En faisant l'hypothèse que l'émission est optiquement mince à cette position, on obtient une valeur plus faible : $N = (5.5 \pm 0.5) \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

TAB. 2.8 – Densités de colonne de $l\text{-C}_3\text{H}$ dans L 134N

Position (arcsec,arcsec)	τ	T_{ex} (K)	N (10^{12} cm^{-2})
30,18		3.3*	<3
5,145		3.3*	<6
5,175		3.3*	<5
5,205		3.3*	<5
35,145		3.3*	<5
35,175	<1	3.3*	3.4 ± 0.4
35,205	1.3?	3.3	$8.6 \pm 1.8?$
65,145	<1	3.3*	5.3 ± 0.5
150,240		3.3*	<5

* T_{ex} supposée

$c\text{-C}_3\text{H}_2$ et $l\text{-C}_3\text{H}_2$

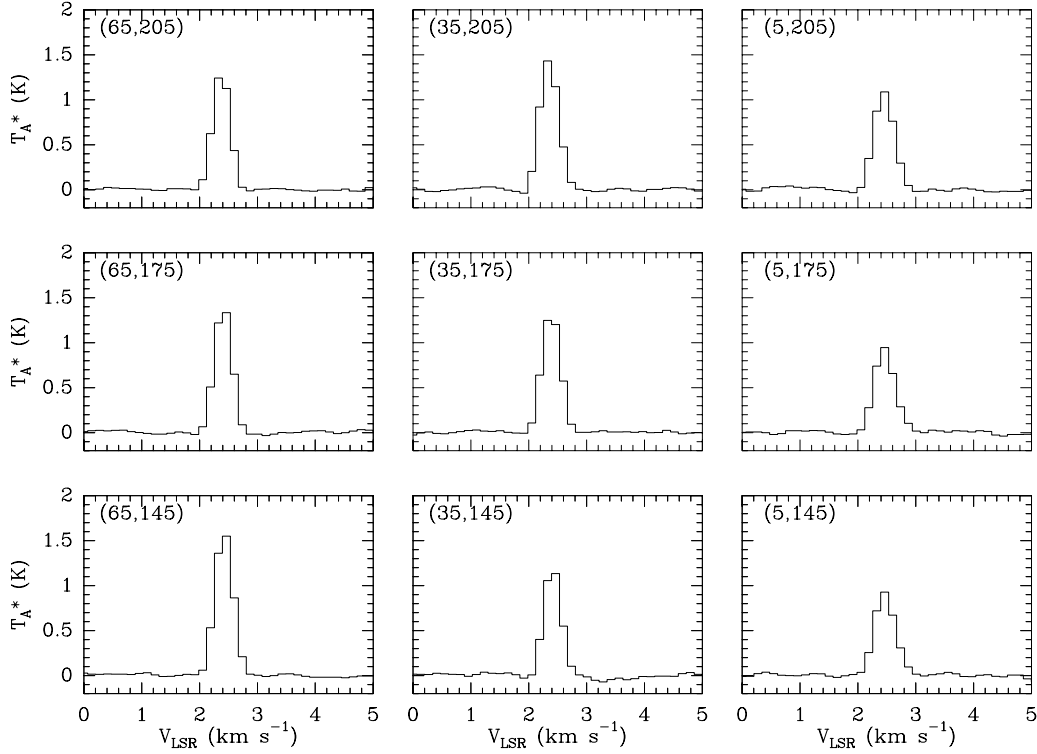
Nous avons observé 3 transitions *ortho* de $c\text{-C}_3\text{H}_2$. A 18.3 GHz (6 positions), 85.39 GHz (11 positions) et 216.28 GHz (8 positions). La plupart des spectres obtenus sont présentés sur les figures 2.28 et 2.15. L'ensemble des paramètres de raie sont donnés dans le tableau 2.9.

En principe, ces données sont suffisantes pour nous permettre de calculer la densité de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ à partir du calcul des températures d'excitation *via* la méthode du diagramme rotationnel. Cependant, nos tentatives n'ont pas donné de bons résultats : les fits, médiocres, nous renvoyaient des températures d'excitation systématiquement inférieures à 2.7 K. Comme la méthode du diagramme rotationnel est basée sur les hypothèses d'excitation uniforme, d'émission optiquement mince, d'homogénéité du nuage et d'émission d'arrière-plan négligeable, plusieurs raisons peuvent expliquer ces mauvais résultats : 1) l'émission de certaines raies est très épaisse, 2) le nuage n'est pas homogène (il existe un gradient d'excitation le long de la ligne de visée), 3) le rayonnement d'arrière-plan contribue à l'émission, 4) les intercalibrations entre télescopes ne sont pas bonnes. Le point 3 est pris en compte en appliquant à chaque transition un facteur $[1 - B_\nu(T_{bg})/B_\nu(T_{ex})]^{-1}$ à la température de brillance.

TAB. 2.9 – Paramètres de raie des transitions de $c\text{-C}_3\text{H}_2$

Transition	Position	Area (K·km·s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km·s ⁻¹)	v _{LSR} (km·s ⁻¹)
1 _{1,0} –1 _{0,1}	0,0	0.39(0.03)	1.31(0.14)	0.28(0.03)	2.38(0.01)
	30,18	0.34(0.02)	1.23(0.07)	0.26(0.01)	2.38(0.01)
	5,205	0.58(0.02)	1.58(0.10)	0.34(0.02)	2.43(0.01)
	35,205	0.70(0.03)	2.15(0.12)	0.31(0.01)	2.38(0.01)
	65,205	0.58(0.02)	1.88(0.11)	0.29(0.01)	2.40(0.01)
	150,240	0.23(0.01)	0.69(0.06)	0.31(0.02)	2.42(0.01)
2 _{1,2} –1 _{0,1}	30, 18	0.47(0.00)	1.32(0.01)	0.33(0.00)	2.35(0.00)
	5,145	0.41(0.01)	0.93(0.02)	0.42(0.01)	2.46(0.00)
	5,175	0.42(0.01)	0.95(0.02)	0.41(0.01)	2.46(0.00)
	5,205	0.48(0.01)	1.11(0.02)	0.40(0.01)	2.45(0.00)
	35,145	0.45(0.01)	1.23(0.02)	0.35(0.01)	2.41(0.00)
	35,175	0.54(0.01)	1.35(0.02)	0.37(0.00)	2.39(0.00)
	35,205	0.59(0.01)	1.47(0.02)	0.38(0.00)	2.35(0.00)
	65,145	0.63(0.00)	1.62(0.01)	0.37(0.00)	2.42(0.00)
	65,175	0.54(0.01)	1.43(0.02)	0.35(0.00)	2.41(0.00)
	65,205	0.49(0.01)	1.33(0.02)	0.35(0.00)	2.38(0.00)
	150,240	0.27(0.01)	0.65(0.02)	0.39(0.01)	2.39(0.01)
3 _{3,0} –2 _{2,1}	30, 18	0.05(0.01)	0.21(0.04)	0.22(0.05)	2.34(0.03)
	5,145		≤0.20		
	5,175	0.06(0.02)	0.21(0.05)	0.29(0.08)	2.45(0.04)
	5,205		≤0.21		
	35,145	0.06(0.01)	0.21(0.04)	0.27(0.05)	2.38(0.03)
	35,175		≤0.17		
	35,205	0.06(0.01)	0.20(0.04)	0.26(0.05)	2.32(0.03)
	65,145		≤0.19		
3 _{3,0} –2 _{2,1} [*]	30, 18	0.03(0.01)	0.12(0.03)	0.26(0.08)	2.30(0.03)
	5,205		≤0.08		
	35,205	0.05(0.01)	0.14(0.03)	0.33(0.06)	2.37(0.03)
	65,205	0.04(0.01)	0.12(0.03)	0.29(0.07)	2.39(0.03)
	150,240		≤0.10		

*Observations au CSO

FIG. 2.28 – $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) observé dans L 134N

Pour chaque transition, on peut tenter d'estimer la température d'excitation par (Genzel, 1992) :

$$T_{ex} = \frac{T_{eff} + \frac{h\nu}{k} \frac{n}{n_{cr}}}{1 + \frac{h\nu}{k} \frac{1}{T_{kin}} \frac{n}{n_{cr}}} \quad (2.16)$$

où T_{eff} est la température effective (supposée égale à 2.7 K), n la densité et n_{cr} la densité critique. A 10 K, les densités critiques valent $4.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $7.2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $3.9 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ pour les raies à 18 GHz, 85 GHz et 216 GHz. On remarque que ces valeurs diffèrent de plusieurs ordres de grandeurs. Dans ces conditions, l'hypothèse centrale de la méthode du diagramme rotationnel – les niveaux d'énergie sont peuplés selon une loi de Boltzmann fonction d'une unique température d'excitation – n'est pratiquement jamais vérifiée car les conditions d'excitation de ces niveaux sont trop différentes. En prenant 10^3 cm^{-3} et 10^6 cm^{-3} comme valeurs extrêmes de la densité, on obtient pour les transitions à 18 GHz, 85 GHz et 216 GHz : $2.7 \text{ K} \leq T_{ex} \leq 7.4 \text{ K}$, $2.7 \text{ K} \leq T_{ex} \leq 5.3 \text{ K}$, $2.7 \text{ K} \leq T_{ex} \leq 2.9 \text{ K}$ respectivement.

Nous pouvons tirer parti des différences de densité critique entre les transitions pour obtenir malgré tout une estimation de $N(c\text{-C}_3\text{H}_2)$. Remarquons

TAB. 2.10 – Densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ dans L 134N

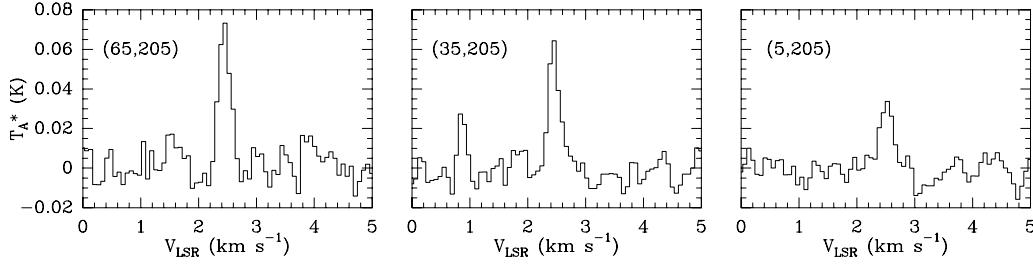
Position	T_{ex} (K)	τ	N 10^{13} cm^{-2}
0,0	4.5	$\gg 1$	
	7.4	0.7	2.0
30,18	4.5	$\gg 1$	
	7.4	0.6	1.6
5,205	4.5	$\gg 1$	
	7.4	0.9	3.0
35,205	4.5	$\gg 1$	
	7.4	1.6	4.9
65,205	4.5	$\gg 1$	
	7.4	1.2	3.5
150,240	4.5	1.1	1.6
	7.4	0.3	0.9

d'abord que $T_{ex}(18\text{GHz}) \geq T_{ex}(85\text{GHz}) \geq T_{ex}(216\text{GHz})$. Ainsi, une borne inférieure de $T_{ex}[c - \text{C}_3\text{H}_2(2_{1,2} - 1_{0,1})]$ est aussi une borne inférieure pour $T_{ex}[c - \text{C}_3\text{H}_2(1_{1,0} - 1_{0,1})]$. Faisons l'hypothèse que la transition $2_{1,2} \rightarrow 1_{0,1}$ est optiquement épaisse (comme c'est le cas dans TMC-1). On peut alors aisément déterminer sa température d'excitation à partir de sa température de brillance en chaque point. Cette température est une borne inférieure de $T_{ex}[c - \text{C}_3\text{H}_2(2_{1,2} - 1_{0,1})]$ dans L 134N. Les calculs donnent $T_{ex} = 4 - 5\text{K}$ selon la position. Fixons la valeur à 4.5 K. Nous obtenons finalement une meilleure contrainte sur la température d'excitation de la transition à 18 GHz :

$$4.5\text{K} \leq T_{ex}[c - \text{C}_3\text{H}_2(1_{1,0} - 1_{0,1})] \leq 7.4\text{K}.$$

A partir de ces T_{ex} et des températures de brillance des raies à 18 GHz, nous pouvons calculer les opacités de raie puis – dans l'approximation d'une émission optiquement mince pour cette transition – les densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$. Les résultats pour un rapport *ortho/para* = 3 sont donnés dans le tableau 2.10.

La molécule $l\text{-C}_3\text{H}_2$ (forme *para*) a été observée à 5 positions dans L 134N (voir figures 2.29 et 2.16). Pour calculer les densités de colonne, nous supposons que l'émission provient du cœur dense du nuage ($n(\text{H}_2) = 3 \times 10^4 \text{cm}^{-3}$, Swade 1989b) à $T_k = 10\text{K}$. Les résultats d'un calcul LVG utilisant les taux de collisions de HC_3N (Green et al., 1978) sont donnés dans le tableau 2.11. Nous avons aussi fait ce calcul en nous plaçant dans l'hypothèse où $l\text{-C}_3\text{H}_2$

FIG. 2.29 – Spectres de $l\text{-C}_3\text{H}_2$ observé dans L 134NTAB. 2.11 – Densités de colonne de $l\text{-C}_3\text{H}_2$ dans L 134N

Position	N 10^{11} cm^{-2}
30,18	2.0 ± 0.5
5,205	3.6 ± 0.5
35,205	5.6 ± 0.6
65,205	6.9 ± 0.6
150,240	4.8 ± 0.7

émet depuis l'enveloppe du nuage ($n(\text{H}_2) = 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$). La densité de colonne est alors majorée d'un facteur 1.2 à 2.6 selon la position.

$\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$

Nous avons estimé la densité de colonne de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ à l'aide d'un code LVG pour $T_k = 10\text{K}$ et $3 \times 10^3 \leq n_{\text{H}_2} \leq 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. On obtient $N_{\text{max}}(A + E) \simeq 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

C_4H

Voir section 2.3.3

$l\text{-C}_4\text{H}_2$

Nous avons cherché $l\text{-C}_4\text{H}_2$ en 9 positions dans L 134N. Ce qui représente un temps d'intégration de 146 min au total. Cette molécule n'a pas été détectée à plus de 18 mK ($T_{A^*}, 3\sigma$).

$l\text{-C}_5\text{H}$

Nous avons réalisé un sondage de 53 min au pic des hydrocarbures sans détecter $l\text{-C}_5\text{H}$ à plus de 54 mK (T_{A^*} , 3σ).

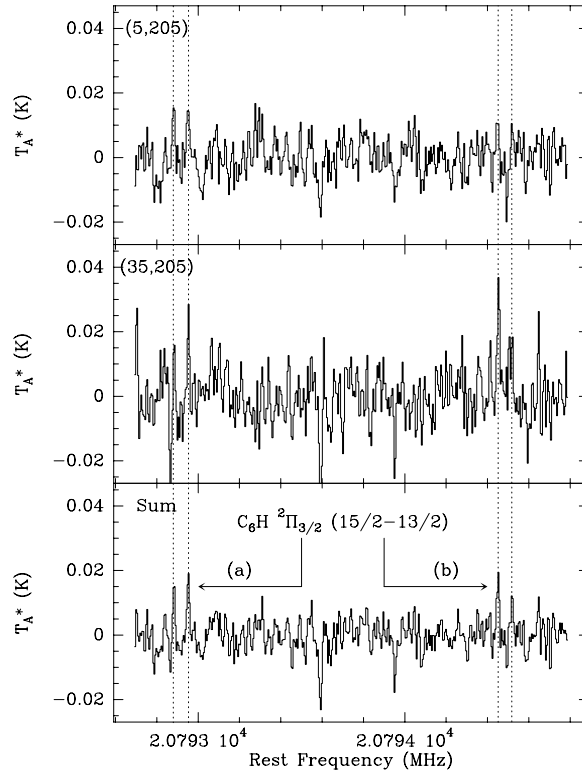
 C_6H 

FIG. 2.30 – Première détection de C_6H dans $L 134\text{N}$

Nous avons cherché le radical hexatriynil C_6H en 5 positions dans $L 134\text{N}$. Nous l'avons repéré à deux endroits et sommé les deux spectres pour consolider la détection (voir figure 2.30). Cette somme équivaut à 12 h d'intégration. Nous avons calculé $N(\text{C}_6\text{H})$ grâce à un code LVG. Les sections efficaces de collision pour C_6H sont estimées à partir de celles de H_2CO (données par Green et al. 1978). On trouve $N(\text{C}_6\text{H}) = (1.0 - 1.4) \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ selon que l'émission provient du cœur dense où de l'enveloppe du nuage.

$l\text{-C}_6\text{H}_2$

Mêmes conclusions que pour $l\text{-C}_5\text{H}$.

CS

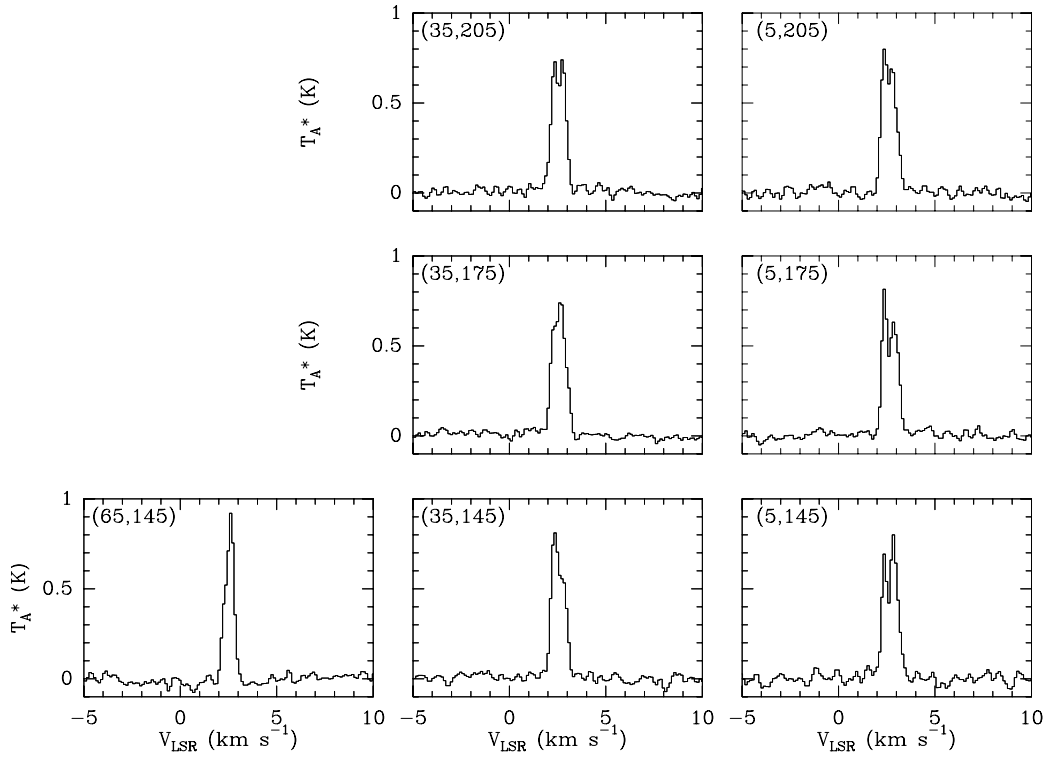


FIG. 2.31 – CS (2–1) observé dans L 134N

Les spectres de CS (2–1) sont présentés sur la figure 2.31. On remarque qu'ils présentent parfois une structure à double pic. Swade (1989a) affirme qu'il s'agit d'un effet d'auto-absorption dû à du gaz d'avant-plan faiblement excité plutôt qu'à la présence de deux composantes en vitesse. Pour Pagani et al. (2001), en revanche, l'explication n'est pas si tranchée.

La figure 2.32 montre que l'hypothèse d'une deuxième composante n'est effectivement pas à exclure : un des deux pics de la raie de CS (2–1) pointe clairement à la vitesse du nuage. Un effet d'autoabsorption devrait au contraire faire coïncider le creux de la raie de CS avec les pics de raie des autres molécules.

Nous n'avons pas fait de calcul de densité de colonne pour CS.

C¹⁸O

Les données C¹⁸O (2–1) sont présentées sur la figure 2.33. Contrairement à ce que l’on observe pour les hydrocarbures, l’émission de C¹⁸O est peu contrastée. Nous n’avons pas suffisamment d’informations pour calculer $N(\text{C}^{18}\text{O})$. Dickens et al. l’estiment à environ $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ près du pic de HC₃N.

2.3.5 Analyse des résultats**Comparaison avec TMC-1**

Les densités de colonne des hydrocarbures dans L 134N sont comparées à celles de TMC-1 dans le tableau 2.12. Nous avons utilisé les valeurs au pic des cyanopolyynes de TMC-1 et au pic d’émission de HC₃N dans L 134N (Swade, 1989a), ce qui revient à faire la moyenne des valeurs calculées en (+35,+175) et (+35,+205). Les densités de colonne sont du même ordre de grandeur dans les deux nuages sombres pour C₂H et les deux espèces cycliques. Les différences sont plus marquées pour les chaînes carbonées.

TAB. 2.12 – *Abondances des hydrocarbures dans TMC-1 (au pic d’émission des cyanopolyynes) et L 134N (au pic d’émission de HC₃N)*

Molécule	N_{TMC-1} (cm ⁻²)	N_{L134N} (cm ⁻²)	N_{L134N}/N_{TMC-1}
C ₂ H	7.2(13) ⁽¹⁾	1.5(14)	2.1
<i>l</i> -C ₃ H	8.4(11) ⁽²⁾	6.0(12) ^(a)	7.1
<i>c</i> -C ₃ H	1.0(13) ⁽²⁾	7.6(12)	0.8
<i>l</i> -C ₃ H ₂	2.1(12) ⁽²⁾	5.6(11)	0.3
<i>c</i> -C ₃ H ₂	5.8(13) ⁽²⁾	4.9(13)	0.8
C ₄ H	3.0(14) ⁽³⁾	1.1(14)	0.4
C ₆ H	8.3(12) ⁽²⁾	1.2(12) ^(b)	0.1

⁽¹⁾ Pratap et al. 1997, ⁽²⁾ Fossé et al. 2001, ⁽³⁾ Guélin et al. 1982b.

^(a) Valeur probablement surestimée de ~25% (cf. tableau 2.8).

^(b) Valeur calculée à partir d’une moyenne de deux spectres (cf. figure 2.30).

Distribution des hydrocarbures dans L 134N

Nos calculs d’excitation suggèrent que C₄H et C₂H au moins émettent depuis l’enveloppe du nuage, où la densité n’excède pas quelques 10³ cm⁻³.

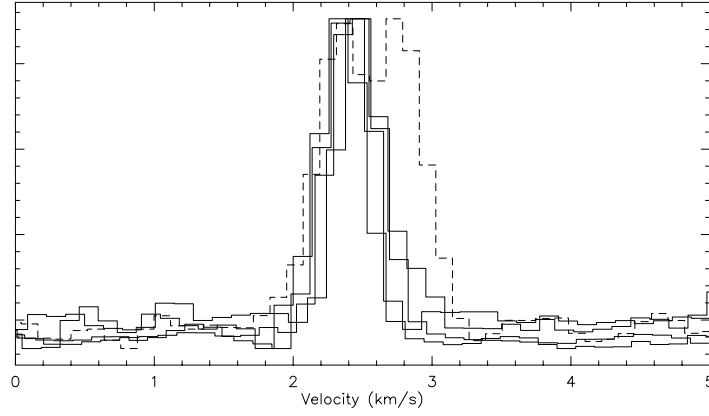


FIG. 2.32 – CS ($2-1$) à la position $(+35,+205)$ comparé à $C_2H(1-0)$, $c-C_3H_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$), $C_4H(9-8)$ et $C^{18}O(2-1)$.

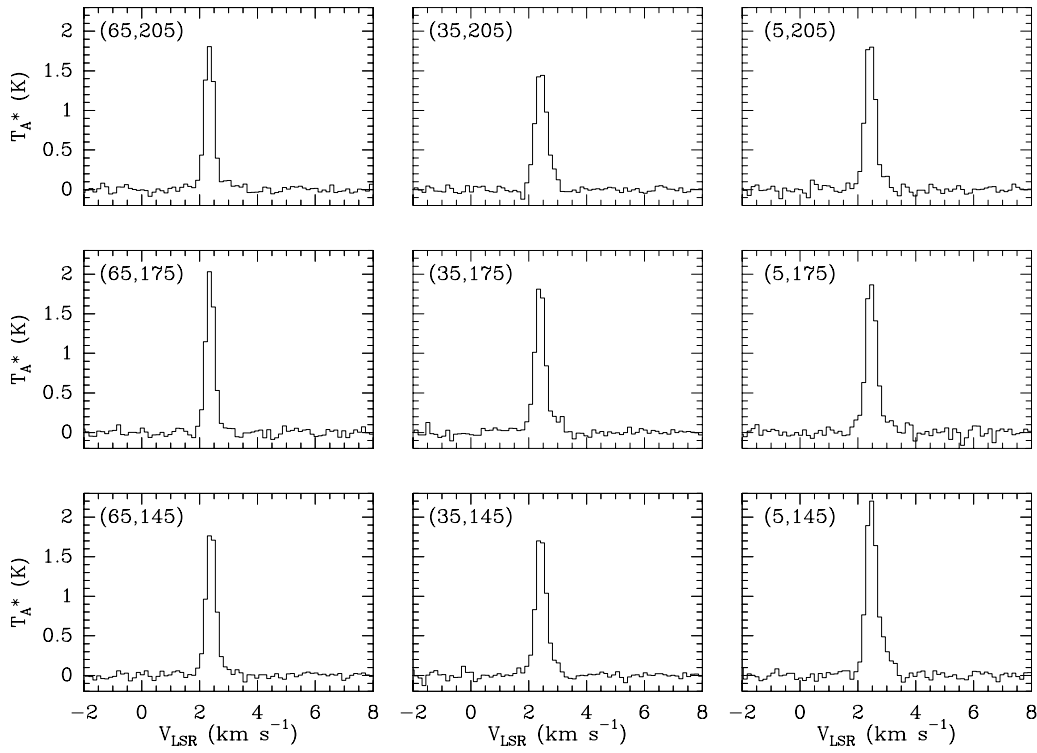


FIG. 2.33 – $C^{18}O(2-1)$ observé dans $L 134N$

Ce résultat doit être rapproché de l'observation par Tatematsu et al. (1999) du carbone atomique dans l'enveloppe de L134N. Ces auteurs concluent en effet à la présence de C en forte abondance dans l'enveloppe du nuage, et qu'il joue un rôle majeur dans son refroidissement. Swade (1989a) et Dickens et al. (2000) ont pour leur part publié des cartes de C_2H , $c-C_3H_2$ et diverses molécules dans le nuage. Leurs données montrent que l'émission des hydrocarbures ne suit pas celle du cœur dense, tracé par N_2H^+ . Pour aller plus loin, il faudrait réaliser des cartes de l'émission d'autres hydrocarbures. Ce qui est possible pour C_4H mais semble difficile pour $l-C_3H_2$ et C_6H , détectés après plus de 2 h d'intégration par point.

Rapports isomériques

Nous avons calculé les rapports N_c/N_l pour C_3H et C_3H_2 (tableau 2.13). Nous avons supposé que $l-C_3H_2$ émettait depuis l'enveloppe du nuage. Les résultats confirment l'estimation de Turner et al. (2000) : dans L134N, le rapport des isomères cyclique et linéaire de C_3H_2 est supérieur d'un ordre de grandeur à celui de C_3H . Par ailleurs le rapport des isomères de C_3H_2 est supérieur à celui de TMC-1 pour la plupart des points. L'abondance électronique est donc probablement plus faible dans L134N que dans TMC-1, et la formation des chaînes y est plus difficile.

TAB. 2.13 – *Rapports N_c/N_l dans L134N pour C_3H et C_3H_2*

Position (arcsec,arcsec)	$N_c/N_l[C_3H]$	$N_c/N_l[C_3H_2]$
30,18	>2.5	31 ± 8
5,145	?	?
5,175	?	?
5,205	>3.6	74 ± 6
35,145	>3.2	?
35,175	2.9 ± 0.6	?
35,205	0.6 ± 0.6	40 ± 4
65,145	1.3 ± 0.7	?
65,205	?	25 ± 2
150,240	>1.4	22 ± 9

Corrélations entre espèces

Les spectres d'hydrocarbures que nous avons présentés montrent que ces espèces se comportent toutes de la même façon. Autour de la position (+35,+175) par exemple, leur émission décroît significativement du Nord-Est vers le Sud-Ouest. Ce n'est pas le cas pour $C^{18}O$ et CS. Sur la figure 2.34, les aires intégrées des raies de C_3H_2 (cyclique et linéaire), C_4H et $C^{18}O$ tracées en fonction de $W(C_2H)$ soulignent la qualité de cette corrélation entre les hydrocarbures.

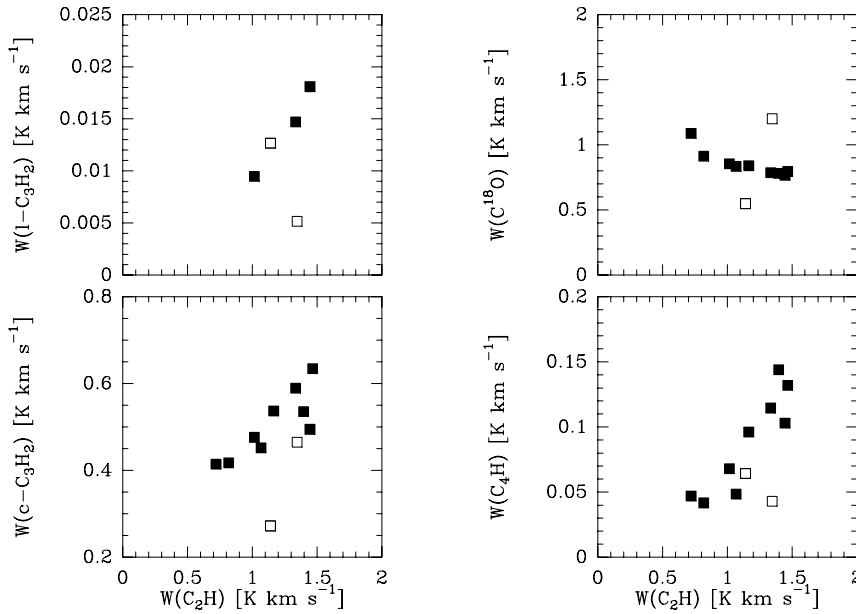


FIG. 2.34 – Intensités intégrées de $c-C_3H_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$), $l-C_3H_2$ ($1_{0,1}-0_{0,0}$), C_4H ($19/2-17/2$) et $C^{18}O$ ($2-1$) en fonction de celle de C_2H ($3/2-1/2$). Les carrés pleins se rapportent aux positions proches du pic des hydrocarbures, les carrés vides aux points (+30,+18) et (+150,+240). On note la bonne corrélation entre les hydrocarbures.

Nous avons tracé sur la figure 2.35 les densités de colonne de $c-C_3H_2$, $l-C_3H_2$, C_4H , $c-C_3H$ et $l-C_3H$ en fonction de $N(C_2H)$. Il existe un lien quantitatif entre les hydrocarbures dans L 134N :

$$N(c-C_3H_2) = (4.5 \pm 1.5) \times 10^{-1} \times N(C_2H)$$

$$N(l-C_3H_2) = (7.5 \pm 2.5) \times 10^{-3} \times N(C_2H)$$

$$N(C_4H) = (1.0 \pm 0.3) \times N(C_2H)$$

Ces relations doivent pouvoir être expliquées par les modèles de chimie.

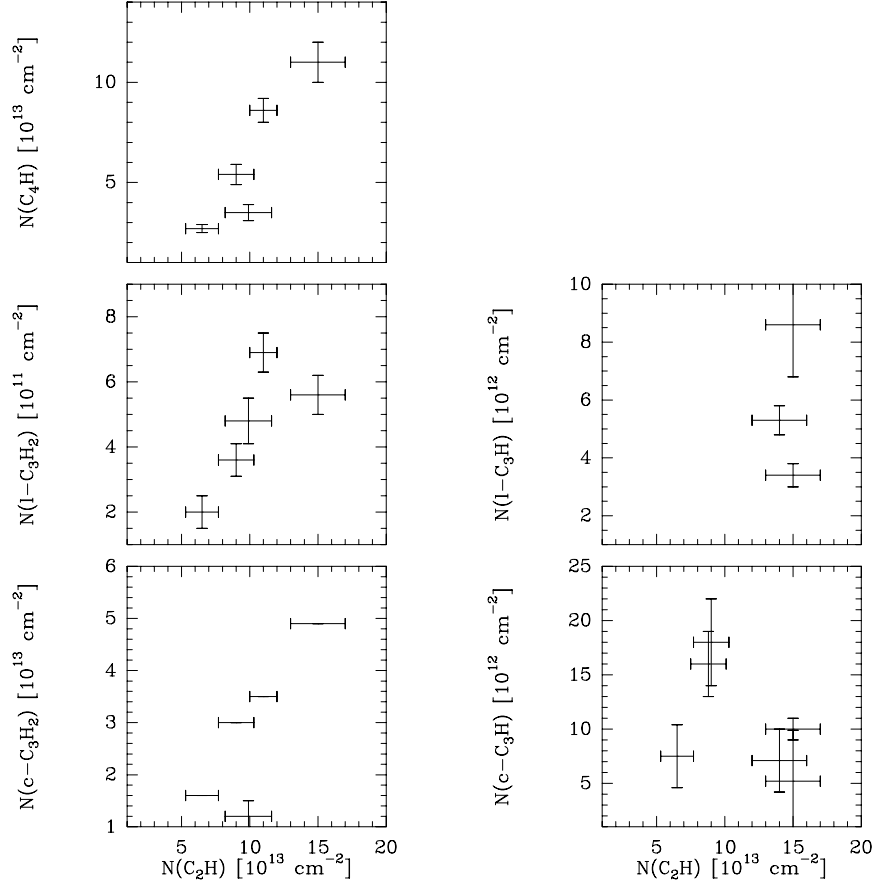


FIG. 2.35 – Densités de colonne de C_4H et des isomères cyclique et linéaire de C_3H et C_3H_2 en fonction de $N(C_2H)$.

Comparaison à un modèle de chimie

Nous avons intégré le réseau de réactions chimiques UMIST95 à un code de chimie dépendante du temps qui résoud les systèmes d'équations différentielles "raides" par la méthode de Gear (Cernicharo, comm. pers.).

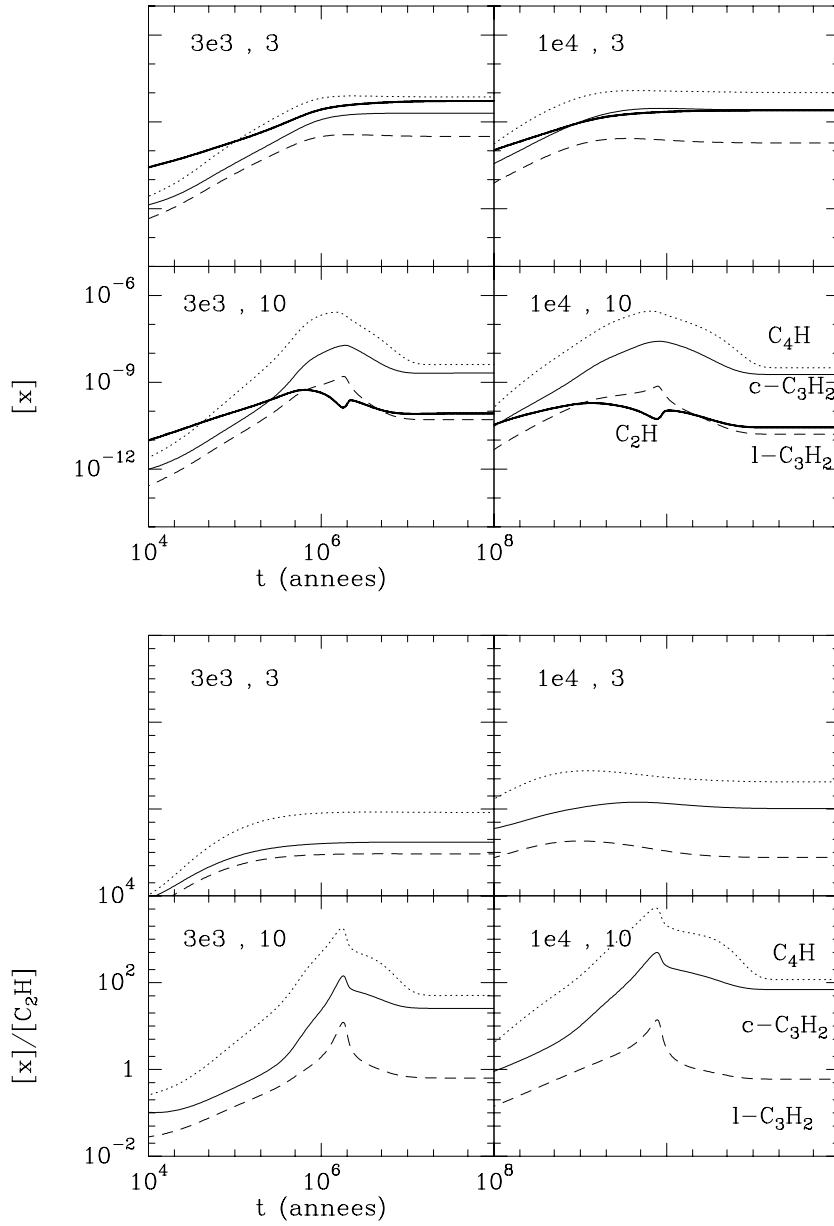


FIG. 2.36 – Abondances (panneaux du haut) et rapports d'abondances (panneaux du bas) de C_2H , $c-C_3H_2$, $l-C_3H_2$ et C_4H dans 4 modèles utilisant une chimie UMIST95 pour $C/O = 0.4$. Les chiffres en haut à gauche de chaque panneau donnent la densité en cm^{-3} et l'extinction visuelle en magnitude. Le champ de rayonnement vaut ici $\chi = 1$.

Dans un premier temps, nous avons utilisé les mêmes paramètres initiaux que dans Fossé et al. (2001) – voir section 2.1. Ce modèle n’a pas donné de bons résultats pour C_2H , dont il sous-estime l’abondance d’un à deux ordres de grandeur (voir figure 2.36, voir aussi Millar et al. 1997 qui notent déjà ce problème). Nous avons alors augmenté le rapport C/O jusqu’à 1, ce qui a eu pour effet de ramener l’abondance de C_2H à des valeurs acceptables, mais aussi d’augmenter les abondances des autres hydrocarbures au point de les surestimer à leur tour d’un à deux ordres de grandeur.

Turner et al. (2000) ont exploré la chimie des hydrocarbures en utilisant une version du *New Standard Model* modifiée de façon à pouvoir traiter la chimie des isomères de C_3H et C_3H_2 (voir chapitre 1). Parmi les 16 modèles qu’ils présentent (se différenciant selon leur extinction visuelle, leur quantité de métaux ou leur taux de déplétion), celui qui utilise $n(H_2) = 1.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $A_V = 250 \text{ mag}$, $T = 10 \text{ K}$, $C/O = 1.1$ et une chimie riche en métaux (”high metal” : abondance initiale de S, Si, Na, Mg et Fe de deux ordres de grandeurs supérieure au modèle initial ”low metal”) est en accord remarquable avec nos observations (voir table 2.14). Pour $C/O = 0.9$, le modèle n’est plus valable.

TAB. 2.14 – *Comparaison entre les rapports d’abondances observés dans L 134N et prédits par une version adaptée du New Standard Model*⁽¹⁾

	$[C_2H]$	$[c-C_3H_2]/[C_2H]$	$[l-C_3H_2]/[C_2H]$	$[C_4H]/[C_2H]$
Obs.		0.45	0.008	1.0
Modèle	6.1×10^{-8}	0.43	0.009	1.1

⁽¹⁾ Pour $n(H_2) = 1.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $A_V = 250 \text{ mag}$, $T = 10 \text{ K}$, $C/O = 1.1$ et une chimie riche en métaux. Voir Turner et al. (2000).

Comment interpréter ces résultats? A première vue, l’accord obtenu pour $C/O = 1.1$ semble indiquer que la quantité d’oxygène piégée sur les grains interstellaires (*via* l’adsorption de H_2O par exemple) est un paramètre important de la chimie des hydrocarbures dans L 134N. Ce qui est possible puisque O et O_2 réagissent efficacement avec les chaînes carbonées, qu’elles détruisent pour former CO.

Cependant, il semble difficile de rééquilibrer le rapport C/O de la phase gazeuse en collant beaucoup plus d’oxygène que de carbone sur les grains : excepté H_2O , la plupart des espèces condensées contiennent au moins autant de carbone que d’oxygène (CO, CO_2 , H_2CO , CH_3OH , ...). De plus, la présence de SO et SO_2 dans L 134N – ces espèces sont typiques d’une chimie *O-rich* – ne plaide pas en faveur d’une surabondance de C dans la phase gazeuse. Le modèle de Turner, un cas d’école avec ses 250 magnitudes d’extinction, ne doit donc pas être interprété trop rapidement. A l’état stationnaire, un

rapport C/O de 1.1 permet la présence de carbone atomique résiduel dans la phase gazeuse après la formation de CO. Et c'est justement cette dernière propriété qui rend possible une formation efficace des hydrocarbures. Ainsi, on peut rejeter l'idée d'une condensation massive des molécules oxygénées sur les grains pourvu que l'on suppose que le carbone de la phase gazeuse – même pour un rapport C/O standard – n'est pas entièrement piégé en CO. Cette condition est probablement remplie dans l'enveloppe de L 134N, d'où provient justement l'émission de nos hydrocarbures. En effet, nous possédons désormais des indices forts de la présence d'atomes en abondance au cœur même des nuages sombres⁵. Des processus tels qu'une pénétration des photons UV plus importante que prévu, des phénomènes de mélange, ou tout simplement des réactions chimiques non considérées jusqu'ici⁶ contribuent probablement à cet enrichissement des nuages froids en atomes.

2.3.6 Bilan du carbone dans L 134N

Comme nous l'avons fait pour TMC-1, il nous semble utile de faire le bilan du carbone en phase gazeuse dans L 134N, même s'il est clair que le recensement des molécules carbonées dans ce nuage n'en est qu'à ses débuts. Nous nous plaçons au point (+35,+175) et utilisons l'estimation de la densité de colonne de H₂ faite par Swade (1989a). Notons que cette estimation est une limite inférieure, les abondances calculées ici sont donc probablement sur-estimées. Nous utiliserons le tableau 2.15 dans le chapitre suivant.

TAB. 2.15 – *Bilan du carbone dans L 134N*

Nombre d'atomes de carbone	$N/N(H_2)$	$[C]/[C_{tot}]$
1 (CO, C, C ⁺ , ...)	8.0×10^{-5}	1
1 (CH, HNC ⁽¹⁾ , CS ⁽¹⁾ , ...)	$\leq 1.0 \times 10^{-7}$	$\leq 1.2 \times 10^{-3}$
2 (C ₂ H ⁽²⁾ , ...)	1.5×10^{-8}	3.8×10^{-4}
3 (C ₃ H ₂ ⁽²⁾ , CH ₃ CCH ⁽²⁾ , HC ₃ N ⁽¹⁾ , C ₃ H ⁽²⁾ , ...)	9.6×10^{-9}	3.6×10^{-4}
4 (C ₄ H ⁽²⁾ , ...)	1.1×10^{-8}	5.5×10^{-4}
6 (C ₆ H ⁽²⁾ , ...)	1.2×10^{-10}	9.0×10^{-6}

Note: nous utilisons $N(H_2) = 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ et $[CO]_{gaz} = 8.0 \times 10^{-5}$

⁽¹⁾ Dickens et al., 2001; ⁽²⁾ Ce travail (section 2.3.4 et tableau 2.12)

5. Li & Goldsmith (2003), par exemple, observent H I dans 24 nuages sombres avec une abondance au moins 100 fois supérieure à ce que prévoit la théorie. Tatematsu et al. (1999) observent C I dans TMC-1 et L 134N. Vastel et al. (2000, 2002) observent O I en direction de W49 N et Sgr B2.

6. Comme par exemple $CH_3^+ + e \rightarrow C + H_2 + H$ (Vejby-Christensen et al., 1997).

Chapitre 3

Hydrocarbures dans les PDR

3.1 Les régions de photodissociation (PDR)

3.1.1 Présentation générale

Les régions de photodissociation, ou PDR (de l'anglais *photodissociation regions*), sont aussi parfois appelées régions dominées par les photons (*photon-dominated regions*). Cette double appellation traduit l'évolution de la recherche sur les PDR au cours des vingt dernières années. A l'origine, le terme désignait les interfaces entre les régions H II et les nuages moléculaires. Ce sont en effet dans les régions de formation d'étoiles massives Orion A et M 17, baignées par un fort rayonnement de l'ultraviolet lointain (FUV) – destructeur – qu'ont d'abord été observées les émissions intenses des raies de C II à $158\ \mu\text{m}$ et O I à $63\ \mu\text{m}$ qui caractérisent les PDR. Dans ces zones, les molécules sont entièrement photodissociées et le gaz est atomique. L'étude des PDR s'est cependant élargie peu à peu à d'autres régions du milieu interstellaire comme par exemple le gaz neutre chaud, les nuages diffus et translucides, les nébuleuses par réflexion, les noyaux actifs de galaxies, etc. Des objets dans lesquels le gaz n'est pas forcément entièrement atomique mais qui contient toujours de l'hydrogène atomique (jusqu'à des extinctions dans le visible $A_V \sim 1 - 2$), du carbone ionisé (jusqu'à $A_V \sim 2 - 4$) et de l'oxygène atomique (jusqu'à $A_V \sim 10$) dont la présence s'explique par la photodissociation des molécules et la photoionisation de C par le rayonnement FUV (Hollenbach & Tielens, 1997). L'évolution physico-chimique de ces objets reste donc dominée par le rayonnement dans le lointain ultraviolet ($6\text{eV} < h\nu < 13.6\text{eV}$), d'où le terme de *photon-dominated regions*. Puisque l'essentiel du gaz moléculaire de la Galaxie se trouve dans les nuages moléculaires géants, où $A_V \leq 10$, on peut dire avec Hollenbach & Tielens (1997) que "*all of the atomic and most of the molecular gas in the Galaxy*

is in PDRs". Nous nous sommes cependant limités ici aux régions de photodissociation "denses", situées à l'interface entre des étoiles chaudes et des nuages sombres, et ce sont elles que nous nommerons PDR par la suite.

En plus des émissions de CII et OI à 158 et 63 μm , les PDR se caractérisent observationnellement par une forte émission des bandes aromatiques dans l'infrarouge moyen (AIB, pour *Aromatic Infrared Bands*) et, souvent, par des raies de rotation-vibration et de rotation de H_2 . Si l'on tient compte aussi des raies de CO, qui sont très intenses vers $A_V = 1$, on s'aperçoit que l'essentiel du refroidissement d'une PDR se fait dans les domaines millimétrique à infrarouge. Comme l'énergie qui permet l'excitation de ces raies provient du rayonnement FUV des étoiles – soit parce qu'il est transformé en énergie cinétique par effet photoélectrique (sur les grains), soit parce qu'il est directement dégradé en rayonnement IR (par les molécules aromatiques géantes) – il apparaît que le rôle principal des PDR dans la Galaxie est de transformer le rayonnement destructeur des étoiles chaudes en énergie "assimilable" par les espèces fragiles que sont par exemple les petites molécules.

3.1.2 Structure d'une PDR

Schématiquement – et dans le cadre d'un modèle stationnaire (les PDR ne le sont probablement pas) – une PDR est une structure stratifiée où l'hydrogène passe de l'état ionisé dans la région HII à l'état neutre atomique H puis moléculaire H_2 à mesure que le champ ultraviolet décroît. Dans le même temps, le carbone deux fois ionisé se transforme en C^+ , puis C, puis très vite CO. Cette possibilité d'observer le carbone sous forme ionisée, atomique et moléculaire dans les PDR est utilisée comme test des modèles de chimie et de transfert radiatif (Gerin et al., 1998). On situe généralement la frontière intérieure d'une PDR dans la région où O_2 peut se former, là où l'extinction visuelle atteint 10 magnitudes (voir figure 3.1, Hollenbach & Tielens 1997).

Les transitions entre différentes couches de la PDR ne sont pas brutales. Espèces ionisées et atomiques coexistent dans une certaine gamme de profondeur, de même, plus loin, que les espèces atomiques et moléculaires. Cependant, la stratification traduit un phénomène physique bien réel : l'atténuation du rayonnement ultraviolet incident par les grains de poussière (par absorption et diffusion) et les espèces du gaz (par absorption et auto-absorption). C'est donc le paramètre $\chi/n_H - \chi$ étant le facteur d'échelle qui donne le flux de photons FUV du champ de rayonnement en unités de $1.2 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (le flux du champ interstellaire standard à 1000 Å; Habing 1968) – qui détermine en première approximation l'épaisseur d'une PDR. Notons cependant que nous décrivons là un nuage idéal (semi-infini, homogène). Dans un cas plus réaliste, le nuage est fragmenté, le transfert radiatif est plus complexe et le

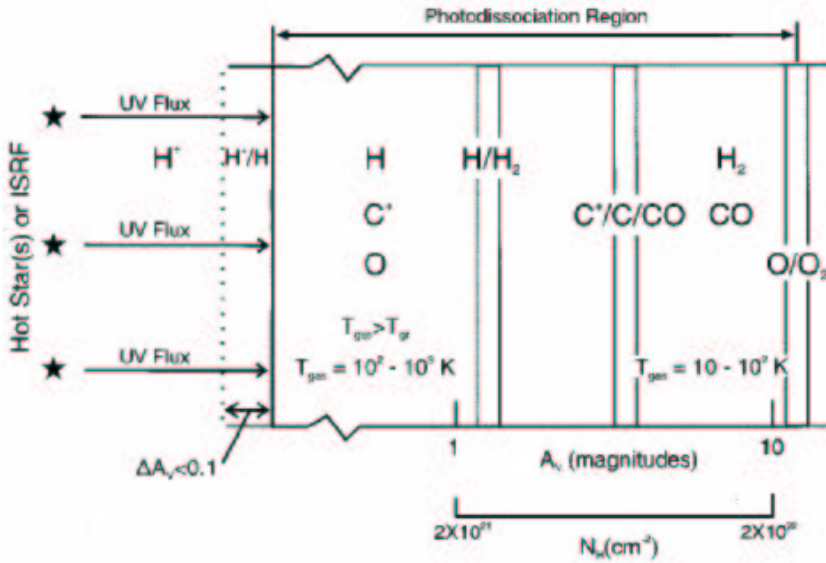


FIG. 3.1 – *Structure schématique d'une région de photodissociation (modèle stationnaire). La PDR est éclairée par la gauche et s'étend jusqu'aux régions où O_2 n'est plus sensiblement photodissociée, vers $A_V \sim 10$ (figure extraite de Hollenbach & Tielens 1997).*

rayonnement FUV peut pénétrer beaucoup plus profondément. La densité de rayonnement présente alors de grandes fluctuations spatiales (Boissé, 1990) et la structure de la PDR est plus "brouillée".

3.1.3 Chimie dans les PDR

La chimie des régions de photodissociation diffère de celle des nuages sombres, en ceci qu'elle est largement influencée par le rayonnement FUV. D'abord, les réactions de photoionisation et de photodissociation y tiennent une place importante (transition $C^+/C/CO$, fractionnement isotopique...). Ensuite, l'échauffement que le rayonnement provoque dans ces régions denses permet à certaines réactions endothermiques de se produire, tout comme à certaines réactions possédant des barrières d'activation ou encore à d'importantes réactions avec H_2 excité comme $O + H_2^* \rightarrow OH + H$ et $C^+ + H_2^* \rightarrow CH^+ + H$. Enfin, la présence d'oxygène atomique en abondance au travers de la PDR rend possibles les réactions de combustion (par exemple $CH^+ + O \rightarrow CO^+ + H$). Pour une vue plus complète de la chimie des PDR, on pourra se reporter à Fuente et al. (1993), Jansen et al. (1995), et surtout

FIG. 3.2 – Les principales réactions de la chimie de l'oxygène (a) et du carbone (b) dans les PDR. D'après Sternberg & Dalgarno (1995).

Bakes & Tielens (1998) se sont penchés sur l'influence des PAH dans la chimie des PDR. Ces molécules jouent un rôle particulier dû à leur grande surface et à leur état de charge : la prise en compte des PAH dans les réseaux de chimie des régions de photodissociation conduit à une augmentation de l'abondance des atomes neutres comme C et S, au détriment de leurs ions positifs neutralisés par les PAH chargés négativement.

3.2 Barnard 33: la nébuleuse de la Tête de Cheval

La nébuleuse de la Tête de Cheval est un des objets les plus connus du ciel nocturne. Sa silhouette célèbre, semblant émerger de l'obscurité, fait le bonheur des astronomes amateurs. Equipé de l'instrument FORS2, l'un des quatre réflecteurs de 8.2 m du *Very Large Telescope* a récemment tourné son regard vers la nébuleuse. L'image obtenue peut être vue à l'adresse suivante: <http://www.eso.org/outreach/press-rel/pr-2002/phot-02-02.html>

3.2.1 Caractéristiques et origine de la Tête de Cheval

Dans le domaine visible, la Tête de Cheval (ou encore B 33, pour *Barnard 33*) marque une frontière nette entre la brillante nébuleuse IC 434, dominée par l'émission $H\alpha$, et le nuage sombre L 1630 dont elle semble émerger. Les cartes à grand champ en ^{12}CO (2–1) de Maddalena et al. (1986) et le survey CS de Lada et al. (1991) montrent qu'en effet B 33 est lié au nuage moléculaire.

Selon le scénario proposé par Reipurth & Bouchet (1984), B 33 est un globule de Bok en train de se détacher de son progéniteur L 1630. Soumis au flux ultraviolet de l'étoile de type O9.5V σ Ori, ($T_{eff} = 33000$ K) située 0.5° à l'ouest¹, le nuage moléculaire se serait érodé, jusqu'à découvrir les condensations enfouies en son sein. La Tête de Cheval serait une de ces condensations suffisamment dense pour empêcher la pénétration du rayonnement ultraviolet. À terme, elle devrait se détacher de L 1630. D'ici là, elle aura peut-être perdu sa forme caractéristique.

Chez Lada et al., la Tête de Cheval vue en CS est une condensation de 0.2 pc de diamètre et d'une masse de 35 M_\odot . Chez Zhou et al. (1993), qui ont cartographié l'émission de C^+ (transition $^2\text{P}_{3/2} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2}$ à $157.7 \mu\text{m}$) sur le bord sud-ouest de L 1630, la tête de cheval est vue comme une protubérance issue d'une crête d'émission. Cette crête marque le bord ionisé du nuage moléculaire, et Zhou et al. affirment que l'orientation de la protubérance trace la direction du champ ultraviolet. En faisant l'hypothèse que celui-ci est dû aux étoiles η Ori et σ Ori, ils calculent que le flux ultraviolet au voisinage de la Tête de Cheval est 20 à 100 fois plus intense que le flux interstellaire local moyen ($1.63 \times 10^{-3} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, Habing 1968), ce qui est compatible avec la valeur calculée par Abergel et al. (2002), soit $\chi \sim 100$ pour un flux à 1000 Å de $1.2 \times 10^{-3} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Il faut noter que ces valeurs sont

1. soit environ 5 pc si le nuage se trouve dans le même plan, à une distance de 350 pc (Perryman et al., 1997)

plutôt faibles pour une région de photodissociation. Zhou et al., utilisant trois transitions de CS, calculent encore une densité homogène d'environ 10^4 cm^{-3} dans B 33. Kramer et al. (1996) en revanche, au terme d'une étude sur les rapports de raies de CO et ^{13}CO ($J = 2 - 1$ et $J = 3 - 2$), concluent que la densité est inférieure à 10^4 cm^{-3} dans B 33 et que le globule est structuré à petite échelle.

Les observations présentées par Abergel et al. (1999), obtenues à l'aide d'ISOCAM, ne permettent pas de trancher le débat sur la structure interne de B 33. En revanche, elles donnent une très bonne idée de la forme de la surface éclairée, là où petits grains et PAH transforment l'énergie émise par les étoiles en rayonnement infrarouge. Elle semble très irrégulière et présente plusieurs filaments non résolus – la résolution spatiale d'ISOCAM est $6''$ – orientés nord-sud. Cette structure en filaments nord-sud est une caractéristique de Orion B vue par ISOCAM-LW3 (Abergel et al., 2002). L'émission vue par LW2 ($5\text{--}8.5 \mu\text{m}$) est au contraire beaucoup plus diffuse. Abergel et al. (2002) interprètent cette différence comme la signature d'une évolution photochimique des très petits grains illuminés à la surface des structures denses, ou encore comme un effet de ségrégation due à la dynamique des grains baignant dans un champ de radiation unidirectionnel.

La Tête de Cheval a aussi été cartographiée dans la raie de l'hydrogène moléculaire 1-0S(1) par Habart (2001) à une résolution spatiale de $1''$. À cette résolution les filaments vus par ISO sont résolus mais l'émission de H_2 présente encore de la structure.

3.2.2 Observations

Les observations que nous présentons dans cette section ont été acquises au radiotélescope de 30 mètres de diamètre de l'Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM), ainsi qu'au *Caltech Submillimeter Observatory* (CSO) et à Effelsberg à l'aide du télescope centimétrique de 100 m appartenant au *Max-Planck-Institut für Radioastronomie* (MPIfR).

Les données ^{12}CO (3-2) et ^{13}CO (3-2) du CSO ont été obtenues par Maryvonne Gerin en 1995 et sont déjà évoquées, mais non utilisées, dans la thèse de Matthieu Kopp (Kopp, 1996). Essentiellement, nous les présentons ici de manière à illustrer les caractéristiques générales de l'émission CO dans la Tête de Cheval. Ces observations ont été faites avec un spectromètre acousto-optique (AOS) de 50 MHz de largeur de bande. La T_{sys} était de l'ordre de 830 K et le temps d'intégration de 3 s pour chacun des 1369 points. Le bruit r.m.s. atteint $\sim 1 \text{ K}$ – assure un rapport signal-sur-bruit d'environ 25 au pic. D'autres données ont été acquises au CSO en octobre 2000. Elles concernent

C_2H et $c\text{-}C_3H_2$, observés à 262 et 216 GHz en quelques points seulement.

Les principales observations ont été faites à l'IRAM. Le pic d'émission de CO (Kopp, 1996) et le pic IR (Abergel et al., 1999) ont d'abord été observés lors d'une session dédiée à la recherche d'hydrocarbures dans les PDR, en septembre 1999. Deux heures seulement ont été consacrées à ces observations dans la Tête de Cheval. Les T_{sys} à 3 mm étaient de l'ordre de 110 à 160 K (selon la fréquence), et nous avons pu détecter de nombreuses espèces – dont 5 hydrocarbures² – avec des rapports signal-sur-bruit allant de 3 à 130. Ces détections sont pour la plupart des "premières" dans cette source. Les cartes de l'émission C_2H , $c\text{-}C_3H_2$ et C_4H ont quant à elles été commencées en juillet 2001, poursuivies en septembre, et achevées en mai 2002. 115 points ont été observés pour chaque molécule, avec un temps de pose de 5 min par point. Les rapports signal-sur-bruit obtenus au pic vont de ~ 5 pour C_4H à ~ 50 pour C_2H , les T_{sys} étant de l'ordre de 100–120 K. La carte C_4H est à notre connaissance la première jamais obtenue dans une PDR.

Pour ces observations en spectroscopie, nous avons essayé de tirer le meilleur parti de la grande flexibilité du télescope: les quatre récepteurs disponibles ont été systématiquement utilisés en combinaison avec l'auto-corrélateur. Enfin, il faut noter que les observations de juillet et septembre 2001 ont été faites *depuis* l'ENS. Nous avons ainsi contribué à qualifier le protocole d'observation à distance récemment mis en place entre Paris et Pico Veleta.

Les données centimétriques ($c\text{-}C_3H_2$ et $l\text{-}C_3H_2$, observés en deux points) ont été obtenues à Effelsberg en janvier 2001. Le télescope était équipé du récepteur à 1.3 cm installé au foyer primaire et du nouvel autocorrélateur AK90 (8192 canaux). Les T_{sys} étaient de l'ordre de 90 K.

Toutes les résolutions spectrales, largeurs de lobe, fréquences, dates d'observation, etc, sont données pour chaque transition dans les tableaux 3.1 et 3.2.

2. C_2H , $c\text{-}C_3H$, $l\text{-}C_3H$, $c\text{-}C_3H_2$ et C_4H

TAB. 3.1 – *Transitions de CO et ses isotopes observées dans la Tête de Cheval*

Molécule	Transition	Fréquence (GHz)	HPBW (arcsec)	$\eta^{(1)}$	Rés. spec. (kHz)	Méthode	Télescope	Date
CO ⁽²⁾	J=3–2	345.795990	21	.65	47.9	OTF	CSO	12.10.95
CO ⁽³⁾	J=2–1	230.538000	11				IRAM 30m	01.99
CO ⁽³⁾	J=1–0	115.271202	22	.74		OTF	IRAM 30m	01.99
¹³ CO	J=3–2	330.587960	21			OTF	CSO	13.10.95
¹³ CO	J=2–1	220.398686	11		39.1	F.S.	IRAM 30m	07.01, 09.01 & 09.02
¹³ CO ⁽³⁾	J=1–0	110.201354	22	.74			IRAM 30m	01.99
C ¹⁸ O	J=2–1	219.560357	11		39.1	F.S.	IRAM 30m	02.05.02
C ¹⁸ O ⁽³⁾	J=1–0	109.782173	22	.74			IRAM 30m	01.99

⁽¹⁾ $\eta = \eta_B/\eta_F$ (annexe B)⁽²⁾ M. Kopp⁽³⁾ A. Abergel

TAB. 3.2 – *Transitions des hydrocarbures observées dans la Tête de Cheval*

Molécule	Transition	Fréquence (GHz)	HPBW (arcsec)	$\eta^{(1)}$	Réspec. (kHz)	Méthode	Télescope	Date
α -C ₃ H	C ₂ N=1-0, J=3/2-1/2							
	F=2-1	87.316925	28	.79	39.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07-09.01 & 09.02
	F=1-0	87.328624	28	.79	39.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07-09.01 & 09.02
	N=1-0, J=1/2-1/2							
	F=1-1	87.402004	28	.79	39.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07-09.01 & 09.02
	F=0-1	87.407165	28	.79	39.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07-09.01 & 09.02
	N=2 ₁₂ -1 ₁₁ , J=5/2-3/2							
	F=3-2	91.494349	27	.78	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	F=2-1	91.497608	27	.78	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	N=2 ₁₂ -1 ₁₁ , J=3/2-1/2							
ι -C ₃ H	F=1-0	91.692752	27	.78	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	F=2-1	91.699471	27	.78	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	J=9/2-7/2							
	F=5-4 (f)	97.995166	25	.76	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	F=4-3 (f)	97.995913	25	.76	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	F=5-4 (e)	98.011611	25	.76	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	F=4-3 (e)	98.012524	25	.76	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	1 _{1,0} -1 _{0,1}	18.343145	54	.58	4.88	F.S.	MPIfR 100m	14.01.01
	2 _{1,2} -1 _{0,1}	85.338898	28	.80	39.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07-09.01 & 09.02
					78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
ι -C ₃ H ₂	1 _{0,1} -0 _{0,0}	20.792590	48	4.88		F.S.	MPIfR 100m	14.01.01
	3 _{3,0} -2 _{2,1}	216.27875	11	.50		F.S.	IRAM 30m	18.09.99
C ₄ H	N=9-8, J=19/2-17/2							
	F=9-8	85.634006	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07.01 & 09.01
	F=10-9	85.634017	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07.01 & 09.01
	N=9-8, J=17/2-15/2							
	F=8-7	85.672581	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07.01 & 09.01
CH ₃ C ₂ H	F=8-8	85.672583	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	09.99, 07.01 & 09.01
	J=5-4							
	K=2	85.450730	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	K=1	85.455622	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99
	K=0	85.457272	28	.80	78.1	F.S.	IRAM 30m	18.09.99

⁽¹⁾ $\eta = \eta_B / \eta_F$

3.2.3 Carte CO et émission aromatique

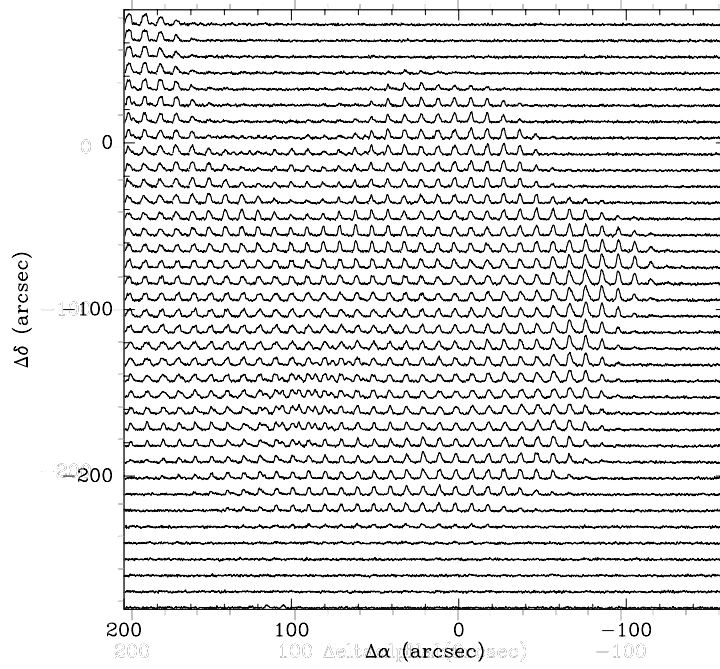


FIG. 3.3 – Spectres de ^{12}CO (3–2) tracés entre 9 et 14 km s^{-1} et pour T_{A^*} compris entre -2 et 26 K.

Cartographie en ^{12}CO (3–2)

L'intégralité des spectres ^{12}CO (3–2) dans B 33 est présentée figure 3.3, où apparaît la forme caractéristique de la Tête de Cheval. Cette figure résume trois propriétés importantes de la Tête de Cheval:

1. Les bords du nuage sont très raides;
2. L'émission de ^{12}CO (3–2) pique en $(-80, -80)$;
3. Elle est structurée en vitesse.

La raideur du bord du nuage est bien mise en évidence sur les figures 3.4 et 3.5. Alors que la taille caractéristique du nuage est environ 4 arcmin, l'émission décroît entre son maximum et son minimum en 40 arcsec seulement. Comme nous le verrons plus loin, le bord du nuage est probablement plus raide encore qu'il n'y paraît.

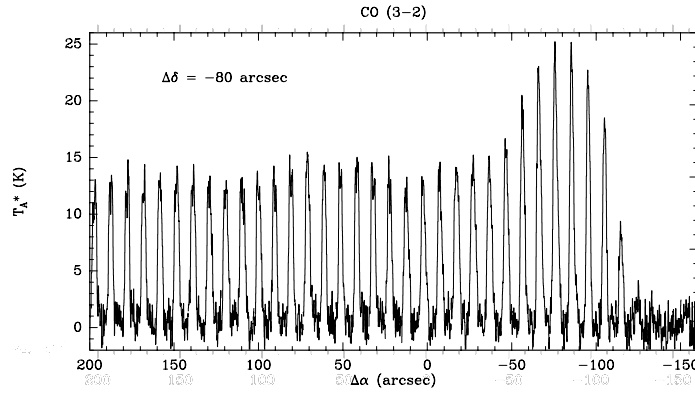


FIG. 3.4 – Variations de l’émission de ^{12}CO (3-2) le long d’une coupe passant par le maximum d’émission.

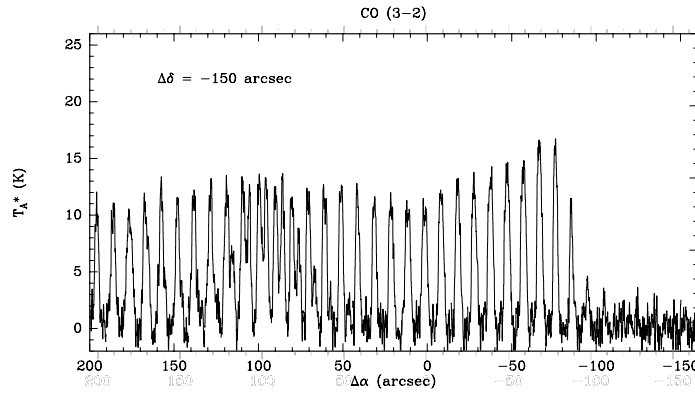


FIG. 3.5 – Variations de l’émission de ^{12}CO (3-2) le long d’une coupe telle que $\Delta\delta = -150''$. On remarque la présence d’une seconde composante en vitesse pour $130'' \geq \Delta\alpha \geq 50''$.

Sur la figure 3.5 apparaît aussi une structure en vitesse, entre les offset $+50''$ et $+130''$, centré à $v_{LSR} = 12.6 \text{ km s}^{-1}$. Cette structure est en fait due à une condensation isolée de forme ellipsoïdale ($50'' \times 100''$), orientée nord-ouest/sud-est (fig. 3.6). Nous ne possédons pas d’autres observations de cette région de B33, aussi est-il difficile de savoir si la vitesse apparente de l’émission traduit l’éloignement de la source (elle serait alors située en arrière-plan de la Tête de Cheval) ou bien un effet cinématique local. Selon les cartes de L1630 publiées par Kramer et al. (1996), très étendues mais

de faible résolution spatiale (72" à 345 GHz), la majeure partie de l'émission CO dans ce nuage est centrée vers 10–11 km s⁻¹. Elle s'étend cependant au-delà – jusqu'à 15 km s⁻¹ environ – et n'exclut donc pas la présence d'une condensation localisée à 12.6 km s⁻¹ qui serait liée au complexe moléculaire d'Orion B.

Nous avons calculé le rapport $W(^{12}\text{CO}(3-2))/W(^{13}\text{CO}(3-2))$ dans les composantes à 10.5 et 12.6 km s⁻¹. Pour la composante principale, une valeur de 3–6 indique que les raies de $^{12}\text{CO}(3-2)$ sont optiquement épaisses. Dans la deuxième composante, le rapport est supérieur d'un ordre de grandeur. L'émission est donc moins saturée, voire optiquement mince en certains points – le rapport d'abondance $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}]$ observé dans Orion est de 67 (Langer et Penzias, 1990) – ce qui suggère une densité de colonne plus faible. Kopp publie dans sa thèse (1996) quelques spectres de CO et ^{13}CO dans les transitions $J = 1 - 0$ et $J = 2 - 1$. Si nous comparons ces valeurs à celles de l'émission de $J = 3 - 2$, nous constatons que la seconde composante en vitesse est plus intense à mesure que J augmente. La température est donc probablement plus importante dans cette composante que dans la composante principale – où l'émission reste optiquement épaisse. Compte-tenu de ses propriétés – faible densité de colonne et gaz chaud – nous suggérons que cette condensation isolée est le reliquat d'un *clump* dense qui achève de s'éroder dans le champ d'ionisation de σ Ori. De nouvelles observations permettront peut-être de confirmer cette hypothèse.

Comparaison avec les cartes ISO d'Abergel et al. (2001)

Nous avons superposé une partie de la carte ISO–LW2 publiée récemment (Abergel et al. 1999, 2003) aux cartes $^{12}\text{CO}(3-2)$ (figure 3.7). La PDR de la Tête de Cheval est parfaitement visible dans le proche infrarouge, dont l'émission est légèrement décalée par rapport au bord CO (émission intégrée entre 9 et 12 km s⁻¹). Le front d'ionisation qui borde L 1630, orienté nord-sud, est aussi détecté par ISOCAM. Mieux, le *clump* situé à $V_{LSR} = 12.6$ km s⁻¹ correspond au second pic d'émission de la carte LW2. Ce *clump* est donc bien éclairé. Là encore, l'émission des AIBs est légèrement décalée par rapport à l'émission moléculaire. L'orientation de cette nouvelle PDR, parallèle au bord sud-ouest de la PDR principale, semble indiquer qu'elle est aussi irradiée par σ Ori. Sa plus grande largeur d'émission – comparée à celle du front principal à 10.5 km s⁻¹ – pourrait alors s'expliquer ainsi: alors que la Tête de Cheval est vue par la tranche (l'étoile et le nuage sont dans le même plan), la seconde PDR est éclairée sous un angle plus aigu. Ce dernier point est compatible avec une position en arrière-plan.

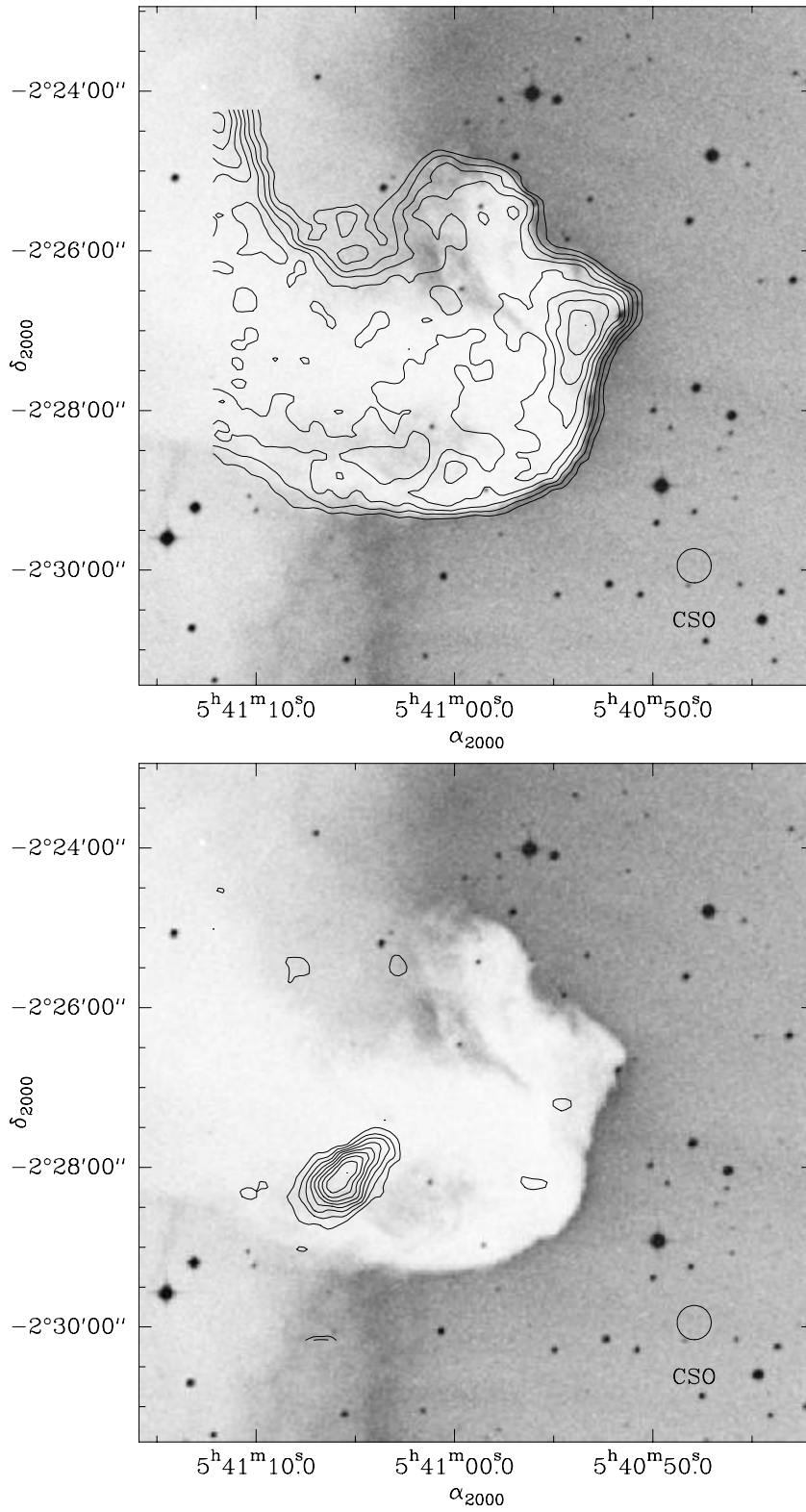


FIG. 3.6 – Structure en vitesse de l'émission intégrée de ^{12}CO (3–2) entre 9 et 12 km s^{-1} (haut) et entre 12 et 14 km s^{-1} (bas), superposée à une image du Digitalized Sky Survey (Visible, Bande R). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 20 à 100% du maximum, soit 36.8 K km s^{-1} et 17.3 K km s^{-1} respectivement. σ Ori est située 0.5° à l'ouest.

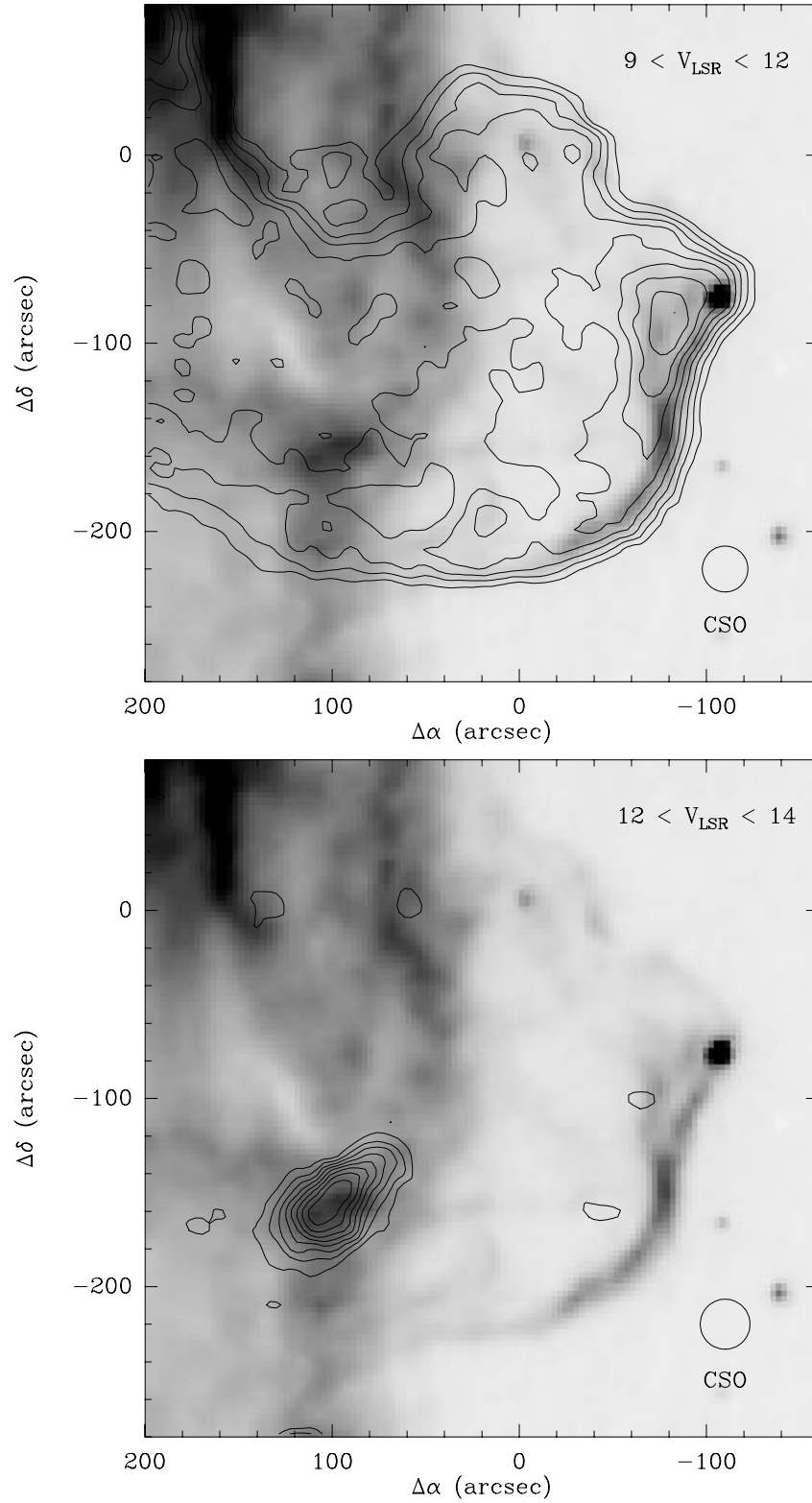


FIG. 3.7 – Structure en vitesse de l'émission intégrée de $^{12}\text{CO}(3-2)$ superposée à la carte de l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (Abergel et al., 2001). Les contours sont tracés pour les mêmes valeurs que la figure précédente. Les positions sont référencées par rapport $\alpha = 05^{\text{h}}40^{\text{m}}58.9^{\text{s}}$; $\delta = -02^{\circ}25'31.4''$ (J2000). Le point sombre est la source IRAS 05383-0228.

3.2.4 Distribution des hydrocarbures

Cartes à grande échelle

Lors d'une première session d'observations dédiée à la recherche d'hydrocarbures dans les PDR – où nous avons sondé deux points seulement dans B33 – la Tête de Cheval s'est révélée être la source la plus intense. Nous avons donc décidé de cartographier les émissions de C_2H , $c-C_3H_2$, et C_4H (le détail des transitions est donné dans le tableau 3.1). A notre connaissance, les cartes présentées ici sont les premières cartes de chaînes et cycles carbonés dans une région de photodissociation.

Sur les figures 3.8, 3.9 et 3.10 nous comparons les distributions de $c-C_3H_2$, C_2H , et C_4H (respectivement) aux cartes publiées par Abergel et al. (1999,2002). Deux tendances générales se dégagent: d'une part les pics d'émission des hydrocarbures – identiques pour les trois espèces – sont très proches du pic d'émission des AIBs (quelques secondes d'arc), d'autre part ils sont décorrélés du pic CO.

La corrélation entre les hydrocarbures apparaît plus clairement lorsque l'on trace, pour chaque point, l'aire intégrée de l'émission d'une espèce en fonction d'une autre. Pour cela, nous commençons par ramener les différentes cartes à la même résolution spatiale (la plus faible, celle de $c-C_3H_2$). Sur les diagrammes de corrélation de la figure 3.11, les carrés vides tracent des positions à l'intérieur du nuage et les carrés pleins des positions sur le bord du nuage. On remarque que C_2H et $c-C_3H_2$, avec un coefficient de corrélation linéaire de 0.98, sont parfaitement corrélés (figure 3.11). C_4H et C_2H sont aussi corrélés mais d'une façon moins nette, en partie à cause du moins bon rapport signal-sur-bruit des données C_4H . C_2H et $C^{18}O(2-1)$, en revanche, sont clairement peu corrélés. La dispersion des points à l'origine montre que le rapport signal-sur-bruit n'est pas responsable de cette mauvaise corrélation. Vers $W(C_2H) = 0.6 \text{ K km s}^{-1}$, une branche verticale du diagramme de corrélation indique que, à l'intérieur du nuage, l'émission de $C^{18}O(2-1)$ augmente tandis que celle de C_2H atteint un palier.

Positions relatives des pics d'émission à travers la PDR

Nous venons de voir qu'à grande échelle les hydrocarbures sont bien corrélés entre eux et que leur émission est maximale dans la région du pic infrarouge plutôt que du pic CO. Qu'en est-il aux petites échelles? Nous nous concentrerons dorénavant sur une coupe de la PDR en $\Delta\delta = -150''$. Cette coupe passe par les pics d'émission des hydrocarbures et par le pic IR. Les profils observés pour chaque émission moléculaire et aromatique résultent de la convolution du lobe de l'instrument à une fréquence donnée par le profil

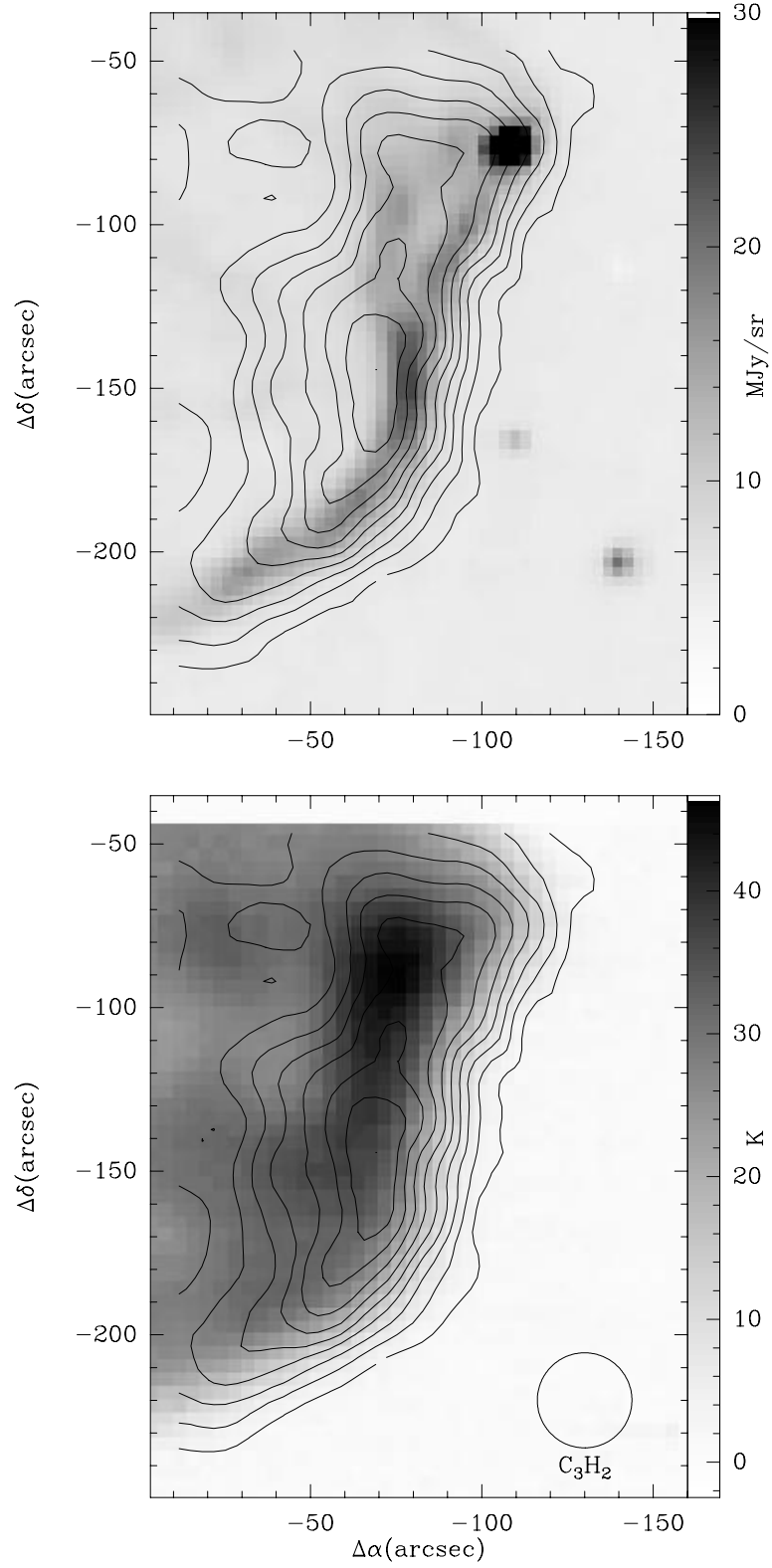


FIG. 3.8 – Distribution de l'émission intégrée de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de CO ($1-0$) (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 0.95 K km s^{-1}). Toutes les températures sont en T_{A^*} .

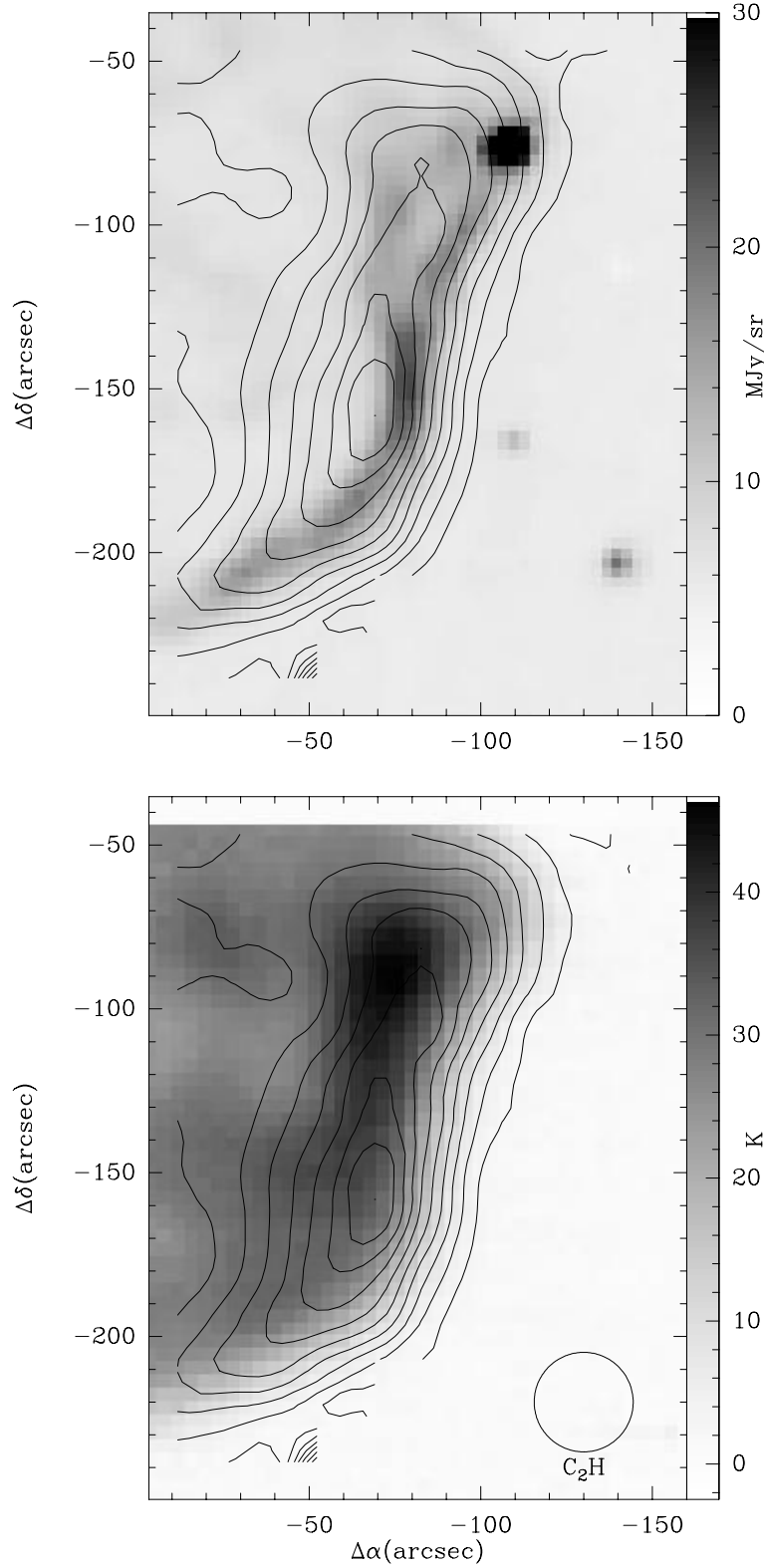


FIG. 3.9 – Distribution de l'émission intégrée de $\text{C}_2\text{H}(1,3/2,2-0,1/2,1)$ par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de $\text{CO}(1-0)$ (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 2.6 K km s^{-1}). Toutes les températures sont en T_{A^*} .

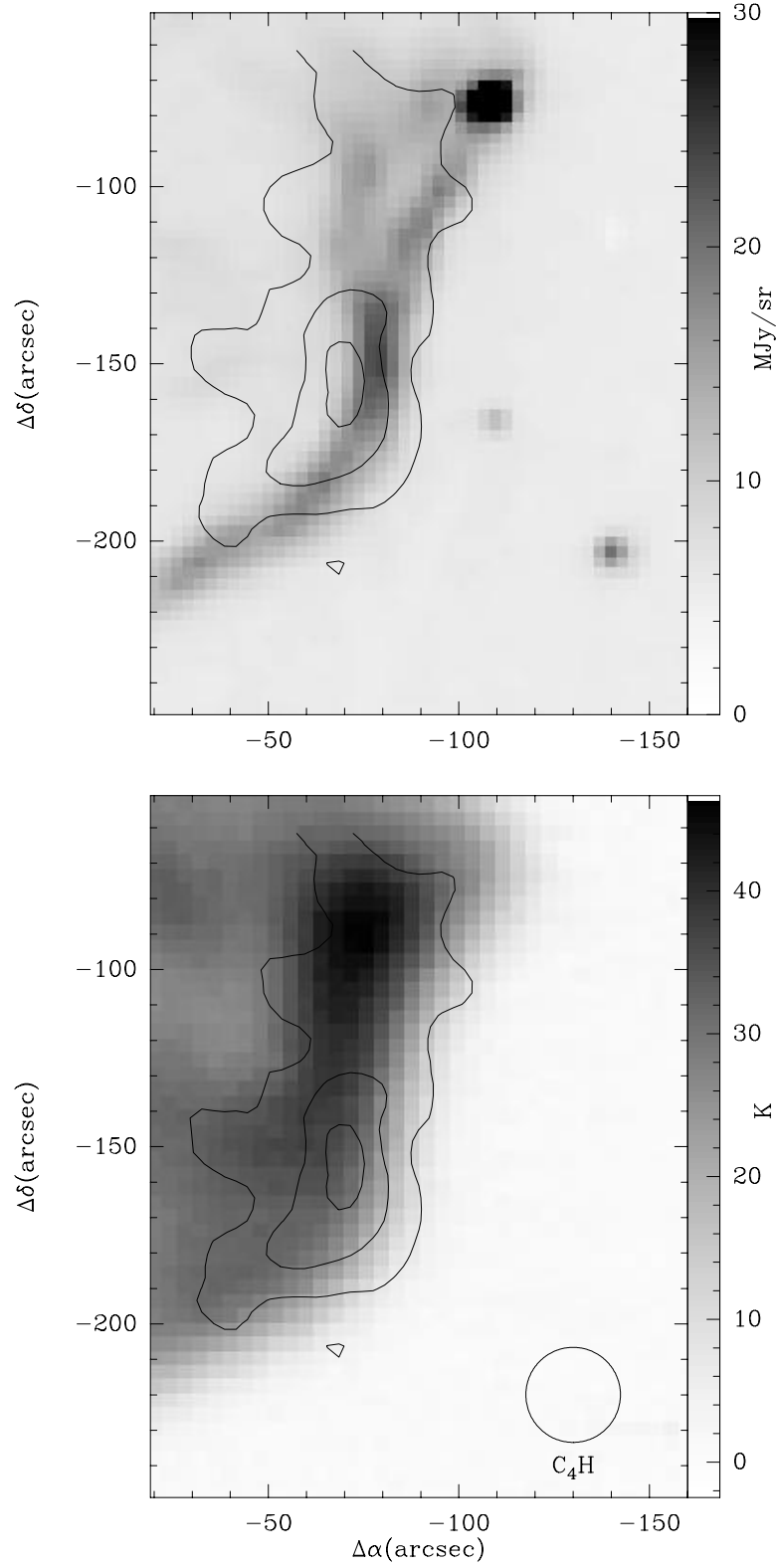


FIG. 3.10 – Distribution de l'émission intégrée de $C_4H(9-8)$ par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de $CO(1-0)$ (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 30 à 100% du maximum par pas de 30%. Toutes les températures sont en T_{A^*} .

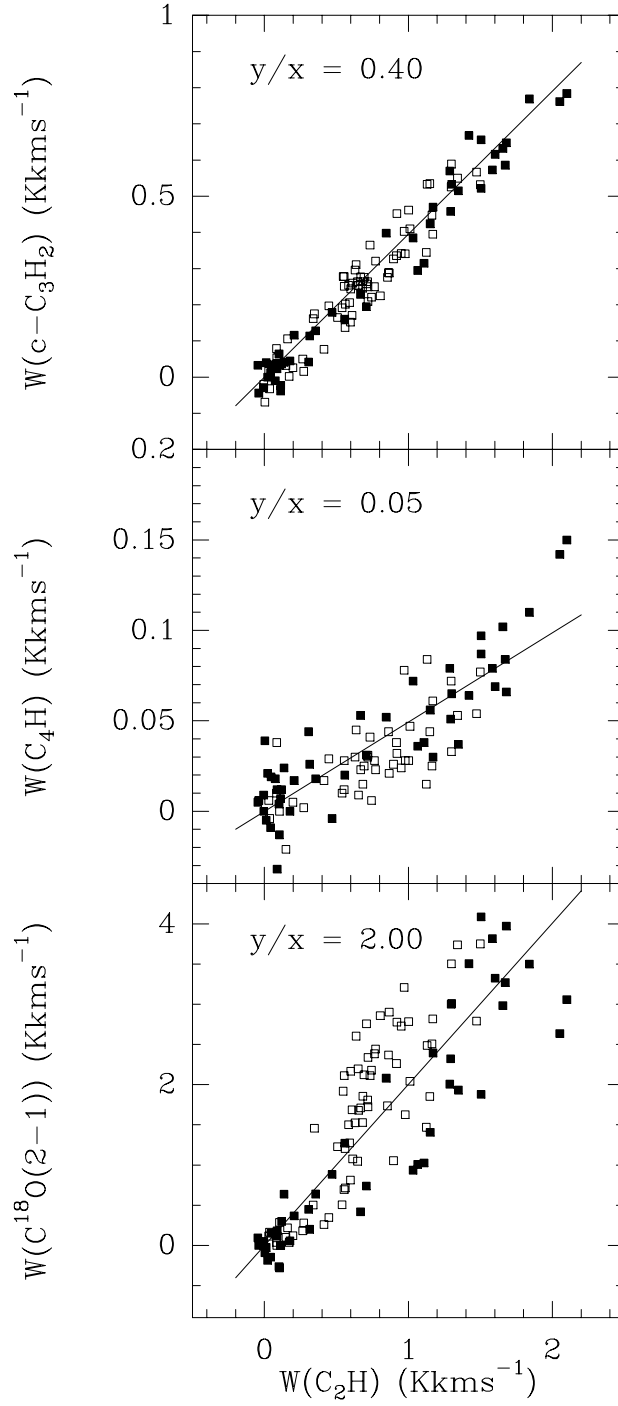


FIG. 3.11 – Diagrammes de corrélation de l'émission de C_2H avec $c-C_3H_2$, C_4H , et $C^{18}O$. Les positions à l'intérieur du nuage sont identifiées par des carrés vides, celles de la PDR par des carrés pleins.

réel d'émission. Pour retrouver ce profil réel à partir d'un profil observé, il faut donc le déconvoluer par le lobe (supposé connu) du télescope utilisé. En pratique, pour chaque transition observée, nous avons procédé ainsi:

1. défini un profil *ad hoc* (4 paramètres: position du pic, niveau de l'émission au cœur du nuage, largeur du front, niveau de l'émission hors du nuage - voir figure 3.12);
2. convolué ce profil par le lobe théorique du télescope;
3. comparé le profil obtenu aux données observationnelles (méthode du χ^2).

Nous nous sommes en outre limités à la bordure du nuage, dans la zone où l'effet de la convolution du front d'émission par le lobe du télescope est le plus sensible. Nous verrons plus haut que nos modèles cessent d'être pertinents lorsque l'on s'enfonce dans le nuage.

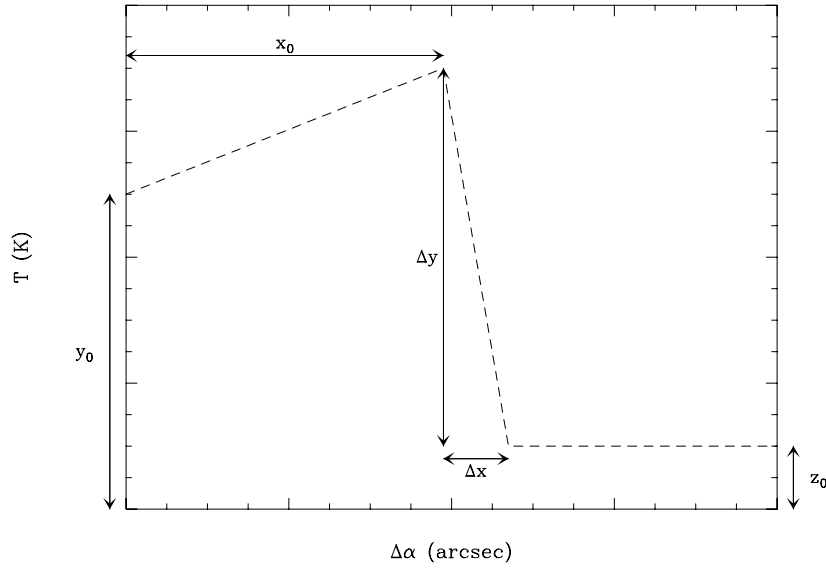


FIG. 3.12 — Les cinq paramètres qui définissent les profils théoriques d'émission moléculaire le long de la coupe qui traverse la PDR en $\Delta\delta = -150''$.

Parmi les cinq paramètres qui définissent le profil théorique, les niveaux d'émission à l'intérieur et hors du nuage (y_0 et z_0) sont facilement contraints.

En revanche, dans l'espace des paramètres réduit à trois dimensions (position du pic, hauteur du pic et largeur du front), le χ^2 est dégénéré. La position et la hauteur du pic varient, et la distance entre le pic et le pied des profils d'émission moléculaires, Δx , qui définit la raideur du front (pas nécessairement identique pour chaque molécule), peut prendre des valeurs entre 0" et 15". Ceci est illustré sur les figures 3.13 et 3.14, où l'on constate que les profils théoriques convolués s'ajustent aux données pour des fronts plus ou moins raides. Cette étude, d'abord menée à l'aide des transitions de CO et ses isotopes, s'applique aussi aux données C₂H, *c*-C₃H₂, et C₄H (figure 3.15). Elle conduit aux mêmes conclusions: le front n'étant pas résolu, les données obtenues au radiotélescope de l'IRAM ne permettent pas à elles seules de déterminer les profils d'émission moléculaires réels. Il est possible cependant de mettre en évidence un comportement particulier à CO et ses isotopes: pour une transition rotationnelle donnée, les positions des pics d'émission à travers la PDR sont systématiquement ordonnées. ¹²CO pique le plus près de la zone éclairée, suivi de ¹³CO puis C¹⁸O. Et ce quelle que soit la pente du profil déconvolué. Nous avons mis en relief cette caractéristique pour ¹³CO et C¹⁸O sur la figure 3.16, où l'on constate que le rapport des aires intégrées double dans la région de photodissociation. Cela s'explique probablement par un effet de photodissociation sélective (van Dishoeck et Black 1988b, Fuente et al. 1993): près de l'étoile, tous les isotopes sont détruits à la même vitesse; lorsque l'on pénètre dans le nuage, ¹²CO est d'abord auto-écranté, puis ¹³CO, tandis que C¹⁸O continue d'être photodissocié; finalement, à l'intérieur du nuage, toutes les molécules sont efficacement protégées du rayonnement ultraviolet et les rapports d'abondances redeviennent constants. On trouve, dans la région opaque, un rapport $W[^{13}\text{CO}(1-0)]/W[\text{C}^{18}\text{O}(1-0)]$ d'environ 6. Ce chiffre est en bon accord avec ce que l'on attend si l'on suppose que ces deux raies sont optiquement minces. Le rapport d'abondance théorique est en effet $[^{13}\text{CO}]/[\text{C}^{18}\text{O}] = ([^{13}\text{C}]/[^{12}\text{C}]) \times ([^{16}\text{O}]/[^{18}\text{O}]) = (1/77) \times 560 \simeq 7$.

Parmi les différents fronts possibles, il est tentant de privilégier les plus raides. En effet, Abergel et al. (1999) et Habart (Habart, 2001) montrent que les profils d'émissions des AIBs – à une résolution de 6 arcsec – et de H₂ – à 1 arcsec de résolution – sont extrêmement raides dans la Tête de Cheval (selon Abergel et al. 2001, le filament infrarouge de B 33 est le plus mince filament détecté par ISOCAM dans le milieu interstellaire). Si, dans notre analyse du χ^2 , nous ne considérons que les pentes telles que $\Delta x \leq 5''$, alors les pics d'émission moléculaire et aromatique se superposent. En effet, la déconvolution des profils observés induit un déplacement des pics d'émission réels vers le bord de la PDR. Par exemple, alors que l'émission observée de ¹²CO(2–1) est maximale en $\Delta\alpha = 64''$, son pic réel (i.e

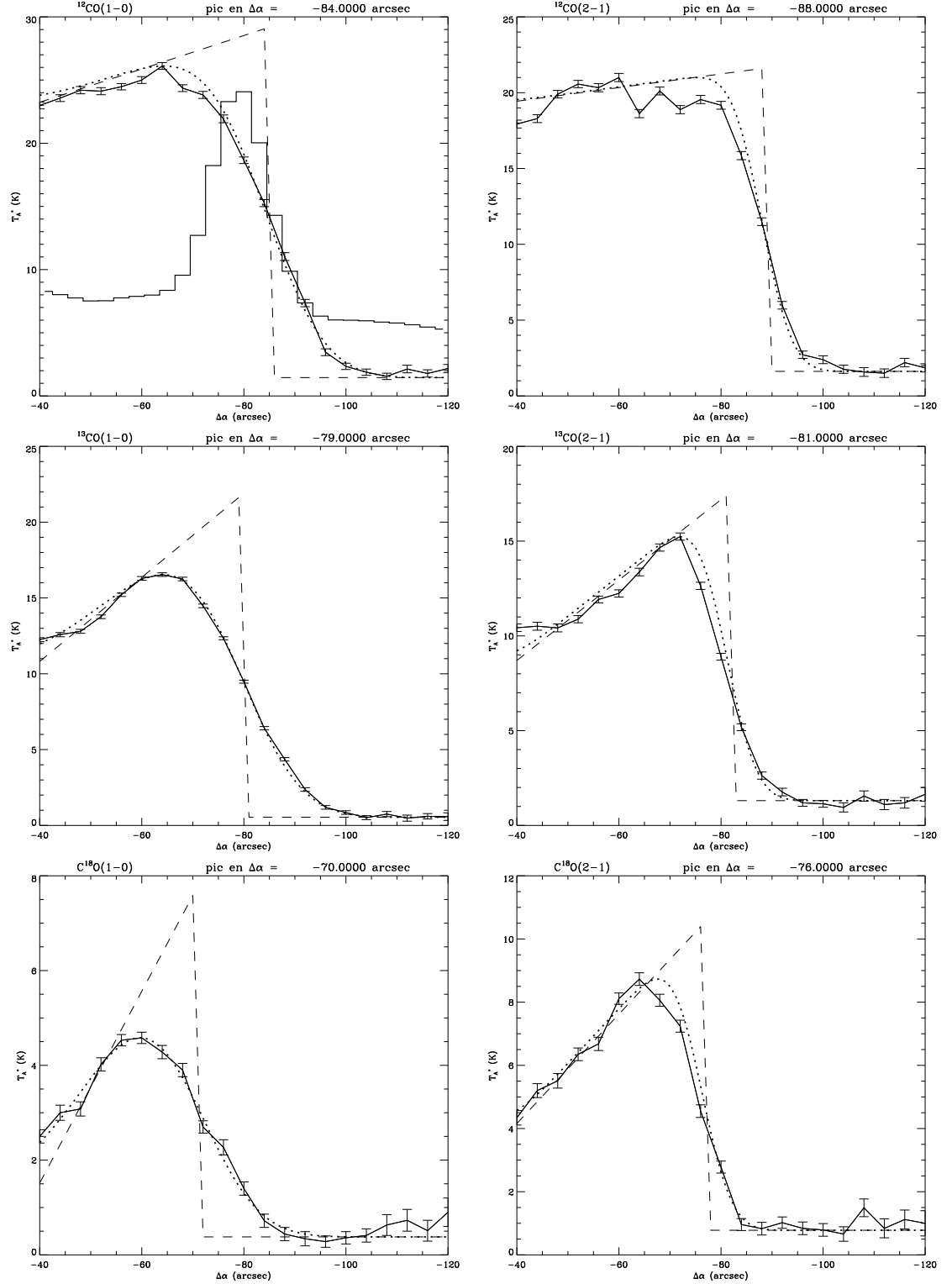


FIG. 3.13 – Profils d'émission observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour les deux premières transitions rotationnelles des trois principaux isotopes de CO. La largeur du front a été fixée à 2 arcsec. Le profil d'émission ISOCAM à $7\mu\text{m}$ (trait gras) est comparé à l'émission de $^{12}\text{CO}(1-0)$.

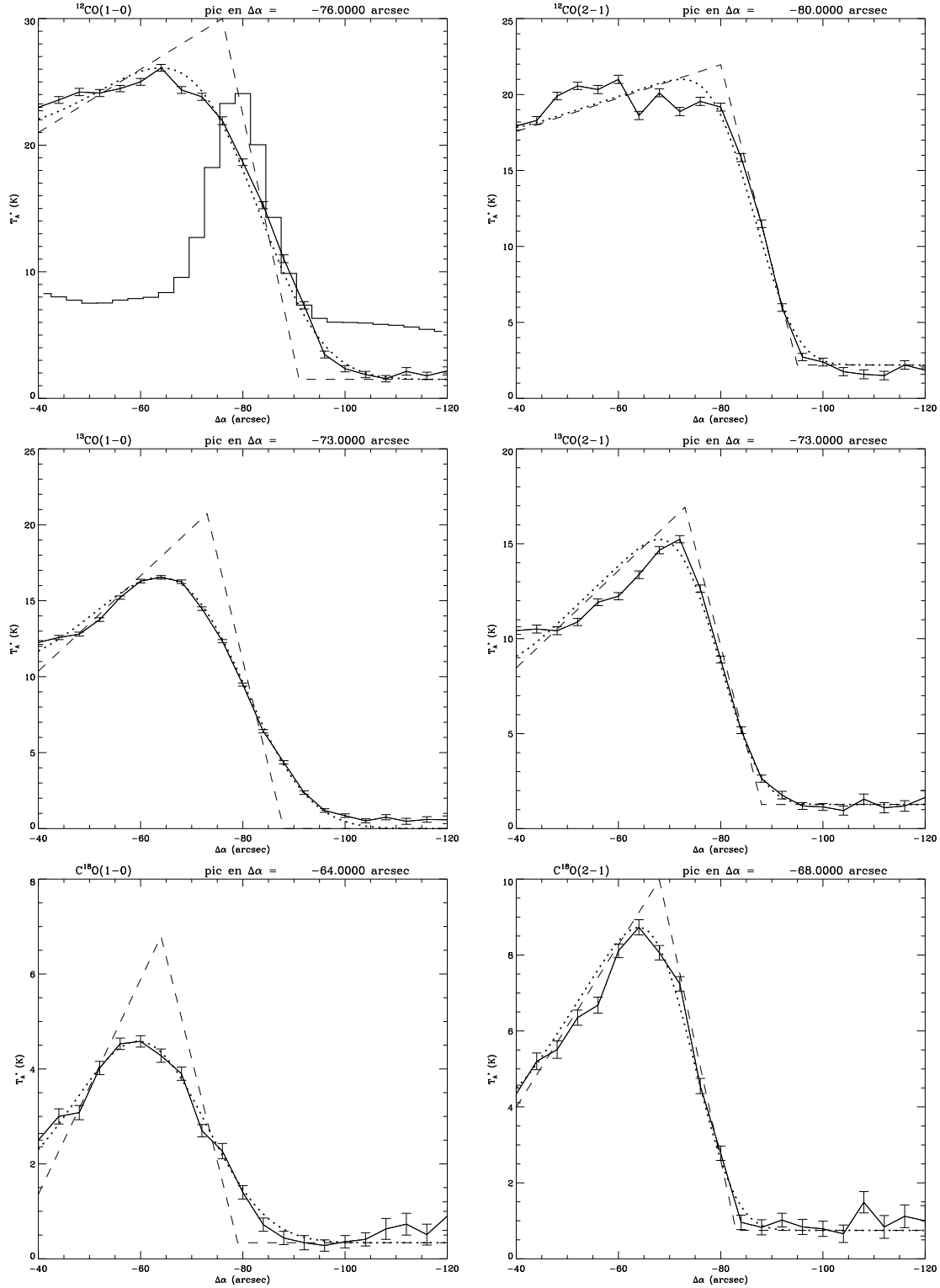


FIG. 3.14 – Profils d'émission observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour les deux premières transitions rotationnelles des trois principaux isotopes de CO. La largeur du front a été fixée à 15 arcsec. Le profil d'émission ISOCAM à $7\mu\text{m}$ (trait gras) est comparé à l'émission de $^{12}\text{CO}(1-0)$.

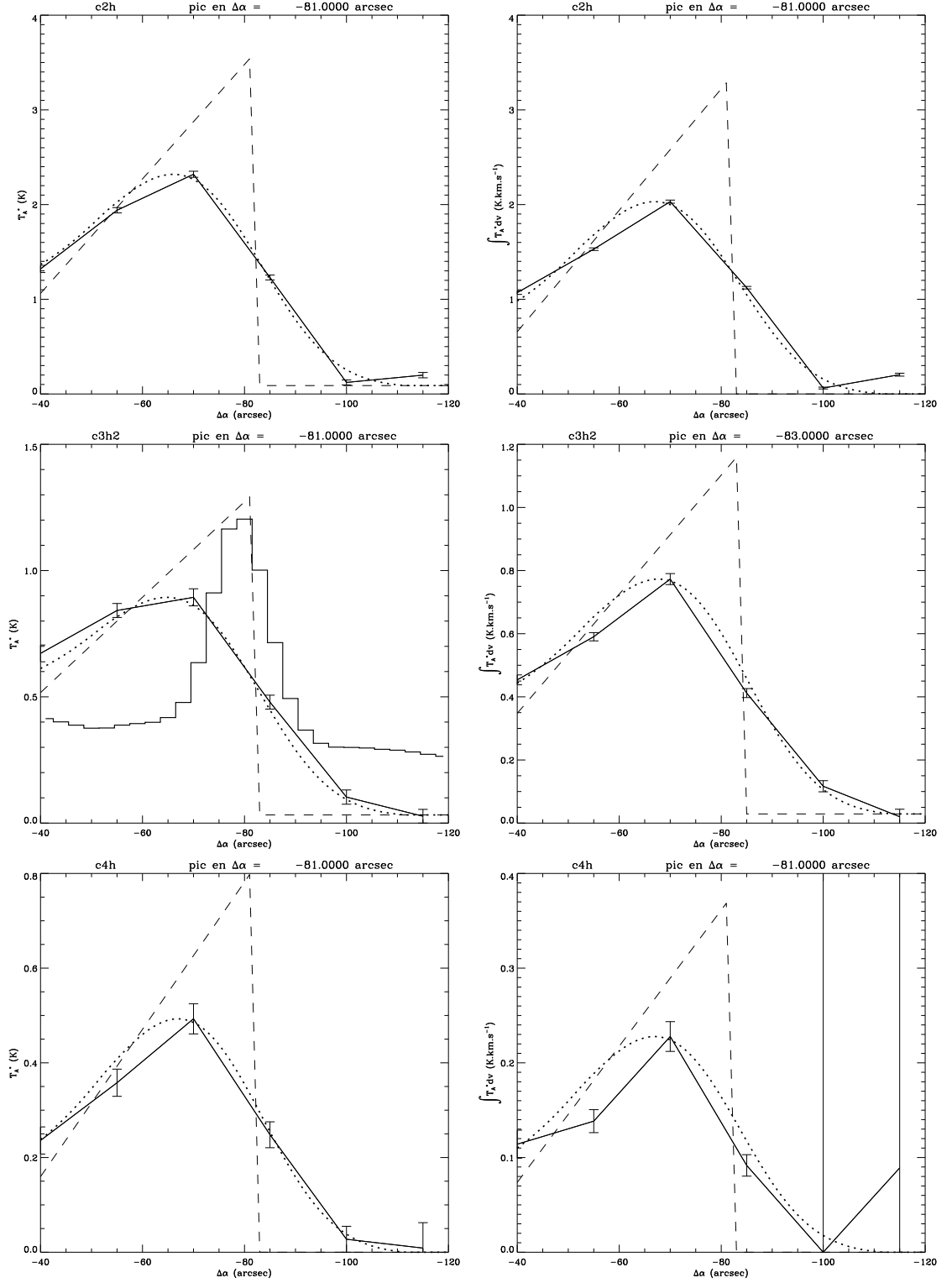


FIG. 3.15 – Profils de température (colonne de gauche) et d'émission intégrée (colonne de droite): observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour C_2H , $c-C_3H_2$ et C_4H . Le profil d'émission observé par ISOCAM vers $7\mu m$ est superposé au profil de température d'antenne de $c-C_3H_2$.

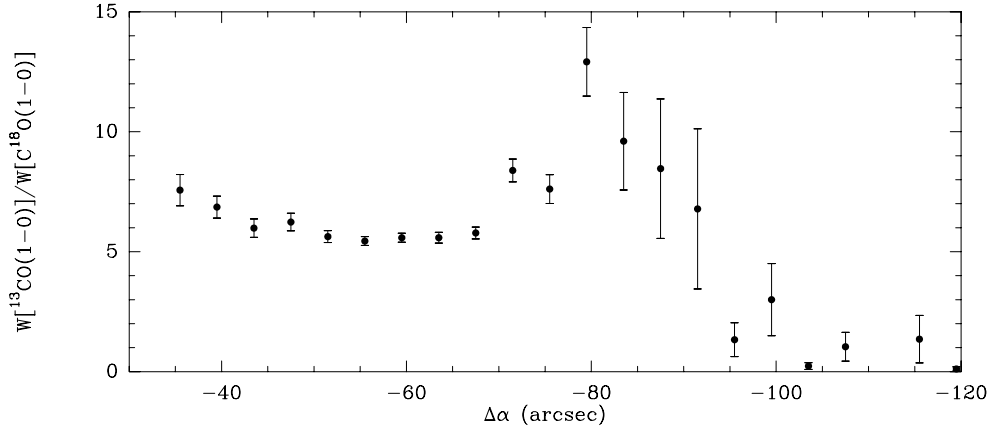


FIG. 3.16 – *Rapport des aires intégrées de $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ le long de la coupe en $\Delta\delta = -150''$.*

déconvolué du lobe d'antenne) est décalé de 20 arcsec, à seulement 4 arcsec du pic d'émission infrarouge ($-80, -150$). À la précision de pointage du télescope de 30 m (5 arcsec), les deux pics sont donc confondus (voir figures 3.13 et 3.14). Cette analyse s'applique aussi aux hydrocarbures (voir figure 3.15).

Nous avons proposé en septembre 2001 d'observer la PDR de la tête de cheval à l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure (PdBI) dans les transitions de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_4H à 3 mm, et C^{18}O à 1 mm. La simulation du profil d'émission de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ le long de la coupe 1, tel que devait le voir l'interféromètre, est présentée en figure 3.17. On constate ce que nous attendions, à la résolution du PdBI (environ 4 arcsec), un déplacement sensible du pic vers la région éclairée. Les observations ont été réalisées par Jérôme Pety en mars 2002 et montrent effectivement un bord très raide et un pic des hydrocarbures décalé vers le pic infrarouge (figure 3.18; Pety et al. 2003, en préparation). Comme prévu (cf. figure 3.17), l'intensité au pic est augmentée de 50% environ. Enfin, la corrélation entre l'émission de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et celle des PAH sur le front de photodissociation est tout à fait remarquable. En tenant compte de ce que nous savons sur la répartition à grande échelle des autres hydrocarbures par rapport à l'émission infrarouge, nous avons là le premier lien observationnel direct entre les petits hydrocarbures et les grandes molécules aromatiques.

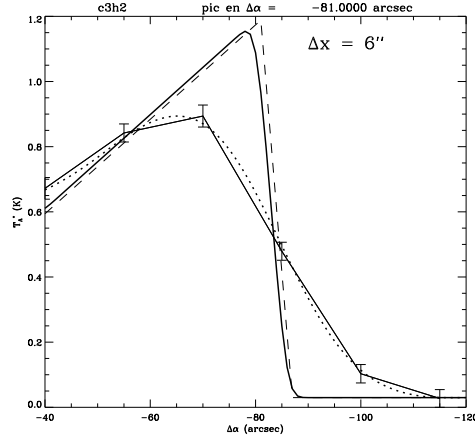


FIG. 3.17 – Profil d'émission de $c\text{-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$: observé à Pico Veleta (trait fin), déconvolué du lobe d'antenne (tirets), ajusté après convolution du profil théorique par le lobe d'antenne du 30 m (pointillés), prédit dans le lobe de l'interféromètre du Plateau de Bure (trait épais).

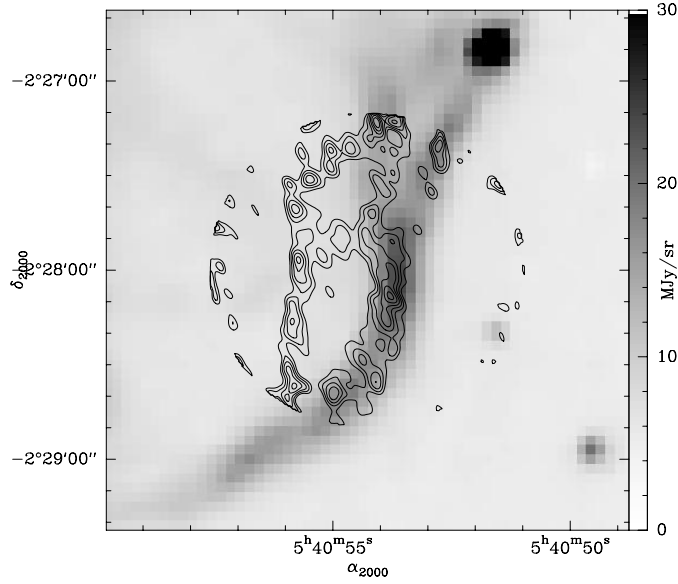


FIG. 3.18 – Emission intégrée de $c\text{-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ observé avec l'interféromètre du plateau de Bure comparée à l'émission infrarouge des PAH. Les contours sont tracés tous les 0.2 K km s^{-1} pour des valeurs allant de 0.5 à 1.7 K km s^{-1} . L'accord sur le bord de la PDR est remarquable. La structure intérieure est probablement un artefact dû à la déconvolution des données interférométriques.

3.2.5 Abondances moléculaires

Nous nous limiterons ici au calcul des abondances le long des coupes à $\Delta\delta = -150''$ (coupe 1) et $\Delta\delta = -80''$ (coupe 2) pour C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_4H et les isotopes de CO, et aux points $(-80, -80)$ et $(-150, -80)$, respectivement les pics CO et IR, pour les molécules $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, $c\text{-C}_3\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}_2$, $l\text{-C}_4\text{H}_2$, CS, et HN^{13}C .

Deux approches sont possibles pour le calcul des abondances. Soit nous utilisons les données telles quelles, c'est-à-dire sans tenir compte des effets géométriques qui, au voisinage du front de la PDR, ont pu diluer le signal dans le lobe d'antenne; soit nous essayons de travailler avec des données déconvoluées du lobe d'antenne. La première voie présente l'avantage de ne laisser aucune place à la spéculation (nous avons vu plus haut que plusieurs raideurs du front déconvolué étaient compatibles avec les données, laquelle choisir?). Mais nous savons qu'elle donne forcément des résultats erronés dans la PDR (en fait, dès que le signal commence à décroître vers l'extérieur du nuage). La seconde nécessite de faire un choix qui n'est pas totalement maîtrisé (le choix de la raideur réelle du front) mais nous garantit des valeurs de densités de colonne "moins fausses", au voisinage du front, que la première approche. Pour récapituler : dans le cas d'un front raide, les profils observés (dilués) nous permettent de faire des calculs avec une bonne confiance jusqu'à $\Delta\alpha \simeq -60''$ tandis que les profils déconvolués sont de meilleures estimations du profil d'émission réel pour $-80'' < \Delta\alpha < -60''$. Nous utiliserons donc les deux approches de façon complémentaire. Dans la suite, nous ne présenterons les étapes du raisonnement que pour la coupe 1.

Calibration des données

Au voisinage d'un front d'émission comme celui que présente B 33, la traduction d'une température d'antenne en température de brillance n'est pas triviale. En effet, la source n'est ici ni ponctuelle, ni d'une taille comparable au lobe d'antenne, ni infiniment étendue sur le ciel. La contribution des lobes d'erreur à l'énergie collectée dépend donc de la position pointée par le télescope. Elle peut cependant être évaluée pourvu que l'on connaisse la structure à grande échelle de l'émission de la source avec une résolution au moins équivalente à celle de ces lobes (Panis, 1995; Bensch et al. 2001). C'est justement le cas pour la Tête de Cheval. Des données à 1 mm du télescope de 3 m du KOSMA, publiées par Kramer et al. (1996), ont ainsi été utilisées pour calculer les facteurs à appliquer aux T_A^* observées pour $^{12}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)$, soit 1.65 et 1.85 (Teyssier, 2002). Pour $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, dont aucune

carte équivalente à celle du KOSMA n'existe, nous avons appliqué le même facteur qu'à $^{13}\text{CO}(2-1)$. A 3 mm, les lobes d'erreur sont moins étendus. La correction à apporter à l'étalonnage standard en T_{mb} est négligeable.

Conditions physiques dans la Tête de Cheval

Pour calculer les densités de colonne des hydrocarbures, il nous faut d'abord déterminer les conditions physiques qui règnent dans le nuage. Nous avons utilisé pour cela les données CO et C^{18}O .

La température du gaz peut être estimée à partir de la température de brillance T_B d'une transition optiquement épaisse. En effet, nous avons dans l'approximation de Rayleigh-Jeans :

$$T_B = \eta[J_\nu(T_{ex}) - J_\nu(T_{bg})](1 - e^{-\tau}) \quad (3.1)$$

où $T_{bg} = 2.7$ K (température du fond cosmologique), η est le facteur de remplissage de la source dans le lobe du télescope et $J_\nu(T)$ est la température de rayonnement d'un corps noir à la température T . Dans le cas optiquement épais ($\tau \gg 1$) et pour un facteur de remplissage égal à 1, le calcul de la température d'excitation est direct :

$$T_{ex} = \frac{h\nu/k}{\ln[1 + \frac{h\nu/k}{T_B + J_\nu(T_{bg})}]} \quad (3.2)$$

Or T_{ex} est reliée à la température cinétique T_k par l'équation approchée (système à 2 niveaux) :

$$T_{ex} = T_k \frac{T_B + n \frac{h\nu}{k} \frac{\gamma_{ji}}{A_{ji}}}{T_k + n \frac{h\nu}{k} \frac{\gamma_{ji}}{A_{ji}}} \quad (3.3)$$

où γ_{ji} est le taux de collision global de la transition (en $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), A_{ji} son coefficient d'Einstein d'émission spontanée, ν sa fréquence et n la densité du milieu. A grande densité – soit $n \gg A_{ji}/\gamma_{ji} = n_{cr}$ – les collisions dominent l'excitation de la transition et T_{ex} tend vers T_k (équilibre thermodynamique local, ou ETL). On a ainsi (cas d'une transition optiquement épaisse) :

$$T_k \simeq \frac{h\nu/k}{\ln[1 + \frac{h\nu/k}{T_B + J_\nu(T_{bg})}]} \quad (3.4)$$

Nous avons utilisé $^{12}\text{CO}(1-0)$, transition épaisse dans la Tête de Cheval et de faible densité critique, comme sonde de température.

En faisant l'hypothèse raisonnable que les températures d'excitation des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ sont égales pour tous les isotopes, l'équation 3.1 nous permet en outre de calculer les opacités des raies de ^{13}CO et C^{18}O à partir de $T_{ex}[^{12}\text{CO}(1-0)]$. Les résultats sont donnés dans le tableau 3.3 pour les profils observés et déconvolués. On constate que les émissions des deux isotopes rares sont optiquement minces ou, comme en certains points du profil déconvolué de ^{13}CO , seulement marginalement épaisses. Nous pouvons donc utiliser ces données pour estimer la densité du nuage le long des coupes à l'aide d'un code LVG.

R.A. offset (arcsec)	$T_{ex}[^{12}\text{CO}(1-0)]$ (K)	$\tau[^{13}\text{CO}(1-0)]$	$\tau[\text{C}^{18}\text{O}(1-0)]$
-35.5	31.4	0.79	0.10
-39.5	32.1 <i>32.4</i>	0.74 <i>0.65</i>	0.11 <i>0.07</i>
-43.5	32.9 <i>33.1</i>	0.75 <i>0.72</i>	0.13 <i>0.10</i>
-47.5	33.7 <i>33.8</i>	0.78 <i>0.80</i>	0.14 <i>0.14</i>
-51.5	33.6 <i>34.5</i>	0.82 <i>0.88</i>	0.18 <i>0.18</i>
-55.5	34.0 <i>35.1</i>	0.98 <i>0.96</i>	0.21 <i>0.20</i>
-59.5	34.7 <i>35.8</i>	1.05 <i>1.04</i>	0.20 <i>0.24</i>
-63.5	36.1 <i>36.5</i>	1.10 <i>1.13</i>	0.19 <i>0.27</i>
-67.5	33.8 <i>37.2</i>	0.99 <i>1.22</i>	0.16 <i>0.30</i>
-71.5	33.2 <i>37.9</i>	0.87 <i>1.32</i>	0.11 <i>0.16</i>
-75.5	30.8 <i>38.5</i>	0.76 <i>1.42</i>	0.10 <i>0.01</i>
-79.5	26.5 <i>39.2</i>	0.63 <i>0.51</i>	0.07 <i>0.01</i>
-83.5	22.2 <i>39.9</i>	0.53 <i>0.02</i>	0.05 <i>0.01</i>
-87.5	16.7	0.48	0.04
-91.5	12.0	-	-
-95.5	6.8	-	-
-99.5	5.3	-	-
-103.5	4.6	-	-
-107.5	4.2	-	-
-111.5	5.0	-	-
-115.5	4.5	-	-
-119.5	5.0	-	-

TAB. 3.3 – Température d'excitation de $^{12}\text{CO}(1-0)$ et opacités des transitions $J=1 \rightarrow 0$ de ^{13}CO et C^{18}O déduites des profils observés et (en italique) déconvolués le long de la coupe 1 ($\Delta\delta = -150''$).

Connaissant le profil de la température cinétique dans le nuage (voir figure 3.19) et l'émission des deux premières transitions de C^{18}O en chaque

point, le code LVG nous permet de contraindre la densité de gaz n_{H_2} . Dans la PDR, région pour laquelle les effets de lobe sont critiques, nous avons travaillé simultanément avec les profils théoriques (ou déconvolués) et les profils observés. Ces derniers étant reconvolués à la résolution de la transition $J=1 \rightarrow 0$ pour pouvoir être utilisés dans l'analyse LVG. Plus à l'intérieur du nuage, c'est-à-dire aux positions suffisamment éloignées du front pour que ce dernier n'influe plus sur le signal collecté, nous avons utilisé uniquement les profils observés (convolués à la résolution de la transition $J=1 \rightarrow 0$).

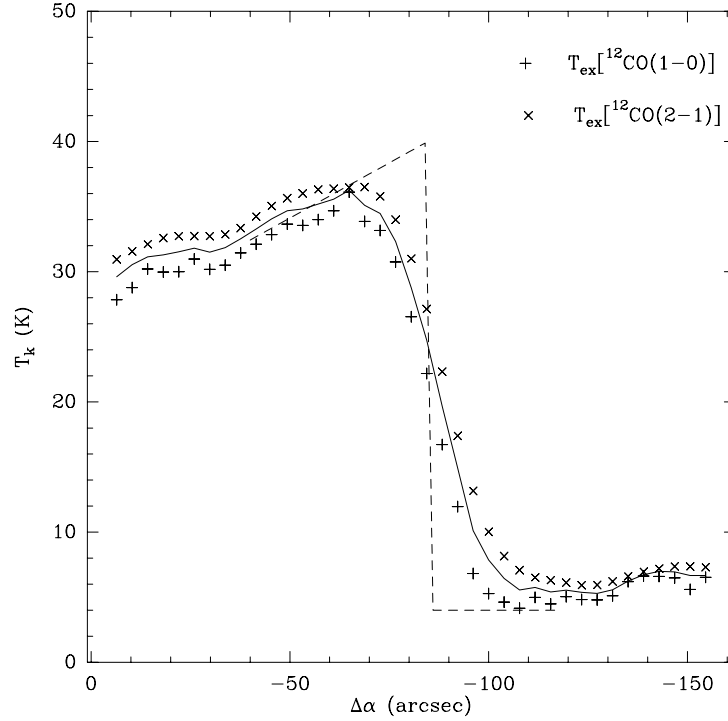


FIG. 3.19 – *Profils de température cinétique observé (trait continu) et déconvolué (tirets) le long de la coupe 1 ($\Delta\delta = -150''$). Les températures estimées ne sont valables que pour $\Delta\alpha \geq -80''$.*

Nous présentons sur la figure 3.20 un exemple de la façon dont nous avons utilisé le code LVG. Pour chaque position, à laquelle nous connaissons la température cinétique du gaz grâce à l'analyse précédente, le code calcule l'émission attendue des raies $J=1 \rightarrow 0$ et $J=2 \rightarrow 1$ de $C^{18}O$ pour un jeu de couple $[n_{H_2}, N(C^{18}O)]$. Celles qui correspondent aux températures de brillance effectivement observées sont tracées avec leurs barres d'erreur dans un diagramme $n_{H_2}/N(C^{18}O)$. L'intersection des deux domaines obtenus nous

donne à la fois la densité du gaz et la densité de colonne de la molécule. Cette méthode n'est efficace que dans certaines conditions. En particulier, des raies thermalisées conduiront à une solution dégénérée. De plus, lorsque les hypothèses de base de l'approximation LVG ne sont pas respectées, les domaines d'émission ne se croisent pas et l'on n'obtient aucune solution. C'est le cas pour certaines positions du profil déconvolué situées vers l'intérieur du nuage; ce qui confirme que ce profil n'est valable qu'au voisinage de la PDR.

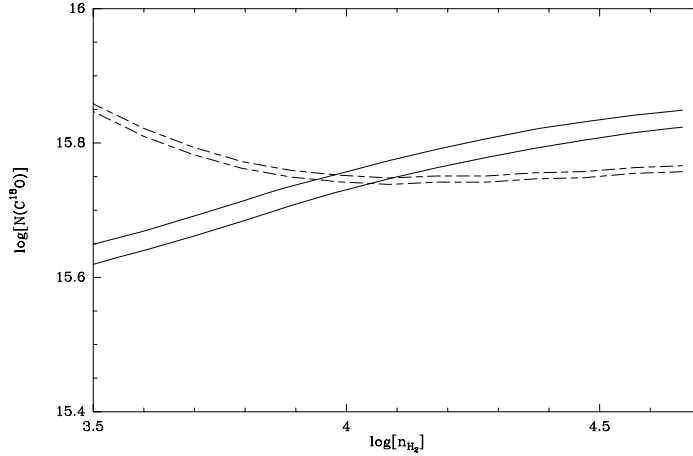


FIG. 3.20 – *Un exemple de diagramme $n_{H_2}/N(C^{18}O)$ pour une position donnée. Le domaine correspondant à l'émission de $C^{18}O(1-0)$ (resp. $C^{18}O(2-1)$) est tracé en trait plein (resp. trait pointillé).*

Le résultat de l'analyse LVG est présenté sur la figure 3.21. Les données issues du profil observé sont tracées en trait plein et celles issues du profil déconvolué sont en tirets. Nous pouvons tirer plusieurs conclusions de cette figure. Les domaines de validité des approches "profil observé" et "profil déconvolué" sont complémentaires. Lorsque l'on s'approche du front, la densité est mieux contrainte par les données déconvoluées; au contraire, elle ne fournit plus de solution pour les positions de l'intérieur du nuage, là où les observations non déconvoluées restent exploitables. Dans la PDR de la Tête de Cheval, la densité est de l'ordre de 10^4cm^{-3} . Cette valeur est assez bien contrainte pour $-50'' \leq \Delta\alpha \leq -70''$. Plus dans le nuage, l'incertitude est plus importante. La densité de colonne de $C^{18}O$ est heureusement peu sensible à la densité dans ce domaine. Elle reste très bien déterminée partout dans le nuage, ou elle varie entre $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ et 10^{16}cm^{-2} . C'est sur le bord de la PDR, aux positions pour lesquelles c'est le profil déconvolué qui est le plus crédible, que $N(C^{18}O)$ est maximale.

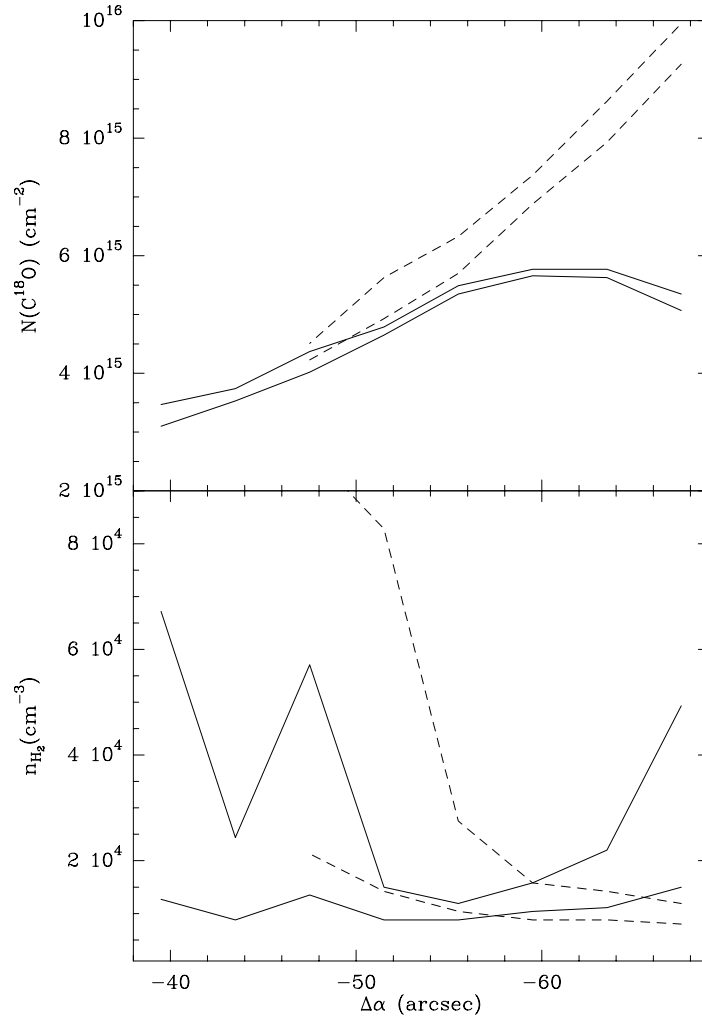


FIG. 3.21 – Densité de colonne de $C^{18}O$ et densité locale de gaz le long de la coupe 1 calculées à partir des profils observé (traits pleins) et déconvolué (pointillés).

Densités de colonne des hydrocarbures

La densité de colonne de C_2H peut être calculée de deux manières. Soit en tirant parti du fait que nous avons observé quatre raies de la structure hyperfine de la transition $N = 1 \rightarrow 0$, ce qui nous permet de calculer la température d'excitation de la transition et donc, moyennant une hypothèse d'ETL, la quantité de C_2H le long de la ligne de visée. Soit, puisque nous connaissons les conditions physiques qui règnent dans le nuage, en utilisant directement le code LVG.

Pour le calcul de la température d'excitation de C_2H dans la nébuleuse, nous utilisons la méthode HFS de CLASS (voir les équations 2.10 et 2.11) qui retourne le produit $(T_{ex}-T_{bg}) \times \tau$ et l'opacité totale τ de la transition. Cette méthode ne fonctionne pas pour des transitions très minces ($\tau < 0.1$) car HFS ne converge pas: il est alors impossible de déterminer T_{ex} . Par ailleurs, le rapport signal-sur-bruit n'est pas toujours suffisant. On calcule finalement T_{ex} avec une bonne précision ($\Delta T_{ex} \leq 0.2 T_{ex}$) sur la moitié environ de la surface observée. On constate sur la figure 3.22 que la température d'excitation de C_2H varie entre 5 et 10 K dans la Tête de Cheval. L'opacité totale de $C_2H(2-1)$, quant à elle, reste inférieure à 1.5 (en bordure du nuage, τ et T_{ex} n'ont aucun sens). Nous avons aussi observé la transition $N = 3 \rightarrow 2$ de C_2H en quelques positions. Selon le code LVG, les rapports d'intensité des raies $C_2H(3-2)$ et $C_2H(1-0)$ impliquent une T_{ex} comprise entre 4.5 et 8 K, en assez bon accord avec la fourchette obtenue par la méthode HFS.

Pour des raies minces ou marginalement épaisses, la densité de colonne de C_2H est proportionnelle à l'intensité intégrée W de la transition ou, plus simplement, à celle de sa principale raie hyperfine ($1,3/2,2 \rightarrow 0,1/2,1$) à 87.316 GHz. Dans le domaine de T_{ex} comprise entre 5 et 10 K, elle s'écrit:

$$N_{tot}^{C_2H} = (7 \pm 1) \times 10^{13} W_{87.316} \quad (3.5)$$

Nous pouvons prendre en compte les variations d'opacité de point à point en introduisant le facteur correctif (Wyrowski et al., 1999)

$$G(\tau) = (1 - e^{-\tau'})/\tau'$$

où $\tau' = 0.679 \tau^{0.911}$ et, dans notre cas, $\tau = \tau_{87.316}$. L'expression 3.5 se réécrit alors

$$N_{tot}^{C_2H} = (7 \pm 1) \times 10^{13} W_{87.316}/G(\tau) \quad (3.6)$$

Comme $N_{tot}^{C_2H}$ est peu sensible à T_{ex} , on peut utiliser la formule ci-dessus pour le calcul de la densité de colonne partout où HFS n'a pas convergé. Le résultat est présenté sur la figure 3.23.

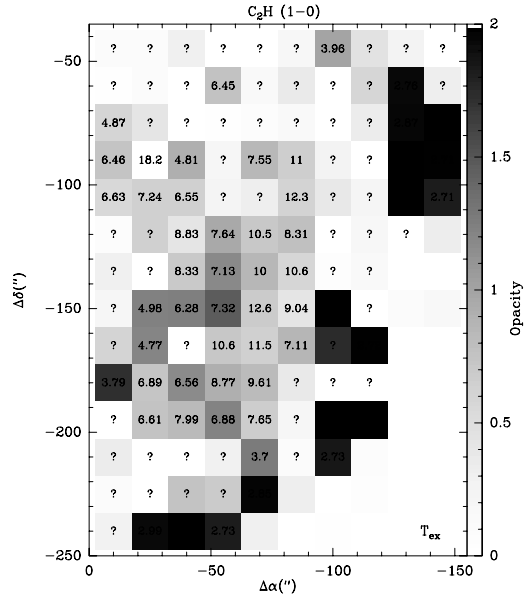


FIG. 3.22 – Carte des opacités (en gris) et des températures d'excitation de $C_2H(1-0)$ dans la Tête de Cheval. L'erreur sur T_{ex} est de l'ordre de 20%.

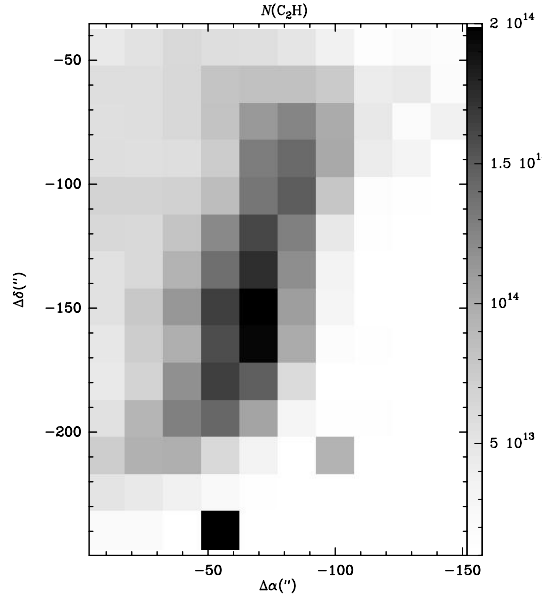


FIG. 3.23 – Carte de la densité de colonne de C_2H dans la Tête de Cheval.

Cette analyse "grande échelle" de la distribution de C_2H ne tient pas compte des effets de lobe que nous avons mis en évidence plus haut. Si on utilise les valeurs d'émission intégrée déterminées le long de la coupe 1 pour les deux types de profils (voir figure 3.15), on obtient les densités de colonne données dans le tableau 3.4.

TAB. 3.4 – Paramètres des raies de $C_2H(2,3/2,2-1,1/2,1)$ et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).

$\Delta\alpha$ (arcsec)	Area (K km s ⁻¹)	T_A^* (K)	Δv (km s ⁻¹)	V_{LSR} (km s ⁻¹)	N_{tot} (10 ¹³ cm ⁻²)
-10	0.60(0.02)	0.56(0.03)	1.00(0.03)	10.98(0.03)	6.6(±0.9)
-25	0.73(0.02)	0.82(0.03)	0.84(0.02)	10.89(0.01)	8.1(±1.0)
-40	1.07(0.02)	1.32(0.04)	0.76(0.02)	10.82(0.06)	12.0(±1.8) <i>9.6(±1.4)</i>
-55	1.53(0.01)	1.94(0.03)	0.74(0.01)	10.80(0.01)	17.1(±2.5) <i>18.7(±2.6)</i>
-70	2.03(0.02)	2.32(0.03)	0.82(0.01)	10.75(0.01)	22.7(±3.3) <i>38.4(±5.5)</i>
<i>pic</i>					<i>48.0(±5.5)</i>
-85	1.12(0.01)	1.23(0.03)	0.85(0.01)	10.72(0.01)	12.5(±1.8)
-100	0.20(0.15)	0.20(0.03)	0.96(0.09)	10.63(0.03)	2.3(±0.4)
-115	0.06(0.01)	0.12(0.02)	0.48(0.23)	10.57(0.03)	0.6(±0.1)

Le calcul de la densité de colonne pour $c\text{-}C_3H_2$ est plus délicat. En effet, dans le domaine de température et de densité que nous explorons ($n_{H_2} \simeq 1 - 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_k \simeq 30 - 40 \text{ K}$), la température de brillance de la transition $2_{1,2} \rightarrow 1_{0,1}$ est très sensible à la densité. Ceci est illustré sur la figure 3.24. Or la densité du gaz dans la tête de cheval est assez mal contrainte par les données $C^{18}O$. Si l'on tient compte des incertitudes sur n_{H_2} , les barres d'erreur sur $N(c\text{-}C_3H_2)$, supérieures à 50%, deviennent inacceptables.

Nous pouvons essayer de contraindre le calcul de $N(c\text{-}C_3H_2)$ en utilisant la figure 3.11, qui illustre la très bonne corrélation entre les émissions de C_2H et $c\text{-}C_3H_2$. Puisque C_2H est beaucoup moins sensible aux conditions physiques que $c\text{-}C_3H_2$, la faible dispersion des T_b indique soit une grande homogénéité des conditions physiques dans le nuage, soit des variations de densités de colonne de $c\text{-}C_3H_2$ qui compenseraient exactement celles de n_{H_2} en chaque point. La première hypothèse paraît plus plausible. Nous utiliserons donc une densité constante de $1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ le long de la coupe 1, une valeur en accord avec les résultats de la figure 3.21.

Le code LVG traite les espèces *ortho* et *para* séparément. Pour calculer $N(c\text{-}C_3H_2)$ à partir de $N(\text{ortho-}c\text{-}C_3H_2)$ calculé par le code en utilisant la raie $2_{1,2} \rightarrow 1_{0,1}$ (transition *ortho*), nous utilisons le rapport théorique des poids statistiques $o/p = 3$ (Thaddeus et al., 1985). Les résultats sont donnés dans le tableau 3.5.

La densité de colonne de C_4H est calculée grâce au code LVG. Ce code ne traite pas les structures hyperfines de la molécule et l'on doit donc synthétiser

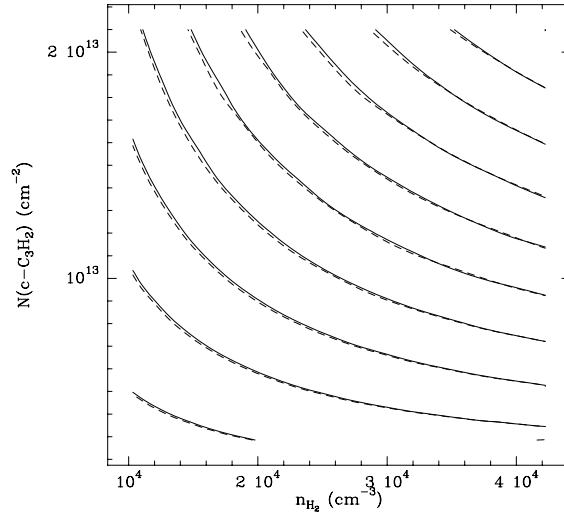


FIG. 3.24 – Variation de la température de brillance de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) pour différentes densités et pour : $T_k = 30\text{K}$ (trait plein), $T_k = 40\text{K}$ (trait pointillé).

une raie à partir des raies hyperfines observées. Si W est l'émission intégrée de la transition, on a :

$$W_{synth} = \frac{\sum(W_N/\alpha_N)}{N}$$

où α_N est l'intensité relative de la N -ième raie. Dans le cas de C_4H , les intensités relatives des transitions ($N=9-8$, $J=19/2-17/2$) et ($N=9-8$, $J=17/2-15/2$) valent respectivement 0.53 et 0.47. On a donc :

$$W_{synth} = \frac{(W_1/0.53) + (W_2/0.47)}{2}$$

soit

$$W_{synth} \simeq W_1 + W_2$$

Dans la pratique, nous avons donc sommé les raies observées pour créer des raies "synthétiques". Les paramètres de raie et les résultats des calculs LVG sont donnés dans le tableau 3.6.

Les molécules $c\text{-C}_3\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}_2$, $l\text{-C}_4\text{H}_2$, $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, CS et HN^{13}C ont été observées aux points $(-80, -80)$ et $(-80, -150)$, en 1999. Exceptées $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}_2$ et $l\text{-C}_4\text{H}_2$, toutes ont été détectées. Comme on peut le constater sur

TAB. 3.5 – Paramètres des raies de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).

$\Delta\alpha$ (arcsec)	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot} (10 ¹² cm ⁻²)
-10	0.24(0.02)	0.19(0.03)	1.18(0.10)	10.82(0.03)	5.9
-25	0.28(0.01)	0.34(0.03)	0.76(0.05)	10.71(0.02)	6.9
-40	0.47(0.02)	0.68(0.03)	0.65(0.03)	10.71(0.01)	12.7 <i>5.3</i>
-55	0.58(0.01)	0.84(0.03)	0.65(0.02)	10.70(0.01)	16.7 <i>10.0</i>
-70	0.75(0.02)	0.89(0.04)	0.79(0.02)	10.68(0.01)	22.0 <i>26.6</i>
<i>pic</i>					<i>44.0</i>
-85	0.42(0.01)	0.48(0.03)	0.82(0.04)	10.66(0.01)	11.3
-100	0.11(0.02)	0.10(0.03)	0.99(0.19)	10.67(0.06)	2.7
-115	0.04(0.02)	0.03(0.03)	0.59(0.03)	10.50(0.03)	0.5

TAB. 3.6 – Paramètres des raies⁽¹⁾ de C_4H (9–8) et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).

$\Delta\alpha$ (arcsec)	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot} (10 ¹³ cm ⁻²)
-10		< 0.06			< 0.4
-25		< 0.06			< 0.4
-40	0.22(0.02)	0.24(0.04)	0.86(0.13)	10.86(0.04)	1.6 <i>1.1</i>
-55	0.24(0.02)	0.36(0.04)	0.60(0.05)	10.78(0.02)	1.3 <i>2.5</i>
-70	0.44(0.02)	0.49(0.03)	0.85(0.04)	10.83(0.02)	3.1 <i>4.1</i>
<i>pic</i>					<i>5.7</i>
-85	0.14(0.01)	0.25(0.04)	0.54(0.07)	10.73(0.03)	1.1
-100		< 0.12			< 0.8
-115		< 0.12			< 0.8

⁽¹⁾Raies "synthétiques" obtenues par la moyenne des transitions J=19/2–17/2 et J=17/2–15/2 pondérées par leurs intensités relatives

la figure 3.25, les isomères de C_3H se comportent comme les autres hydrocarbures : leurs émissions sont plus fortes au pic infrarouge qu’au pic CO. Par contraste, l’émission de CS – et c’est aussi le cas pour $HN^{13}C$, non présenté ici – suit celle de CO et ses isotopes.

Pour déterminer les densités de colonne de $c\text{-C}_3H$ et $l\text{-C}_3H$, nous nous plaçons à l’ETL en faisant l’hypothèse que T_{ex} est compris entre 5 et 12 K. Pour l’isomère cyclique, le rapport entre l’émission intégrée de la raie $2_{1,2}-1_{1,1}$ et la densité de colonne varie d’environ 20% dans ce domaine de T_{ex} . L’erreur systématique sur $N(l\text{-C}_3H)$ est plus importante (un facteur 2). Pour les autres molécules, nous avons utilisé : $n(H_2) = 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_k = 36 \text{ K}$ au pic IR, $n(H_2) = 1.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_k = 42 \text{ K}$ au pic CO. Les densités de colonne calculées se trouvent dans le tableau 3.7. Nous avons aussi intégré dans ce tableau les raies de C_2H , $c\text{-C}_3H_2$ et C_4H telles que nous les avons observées pour la première fois, en 1999. Il faut remarquer que les valeurs de N calculées pour ces molécules au pic IR ne sont pas des valeurs maximales pour ce nuage. Les densités de colonne les plus fortes, pour des observations non déconvoluées, sont obtenues un peu plus à l’intérieur du nuage (à la

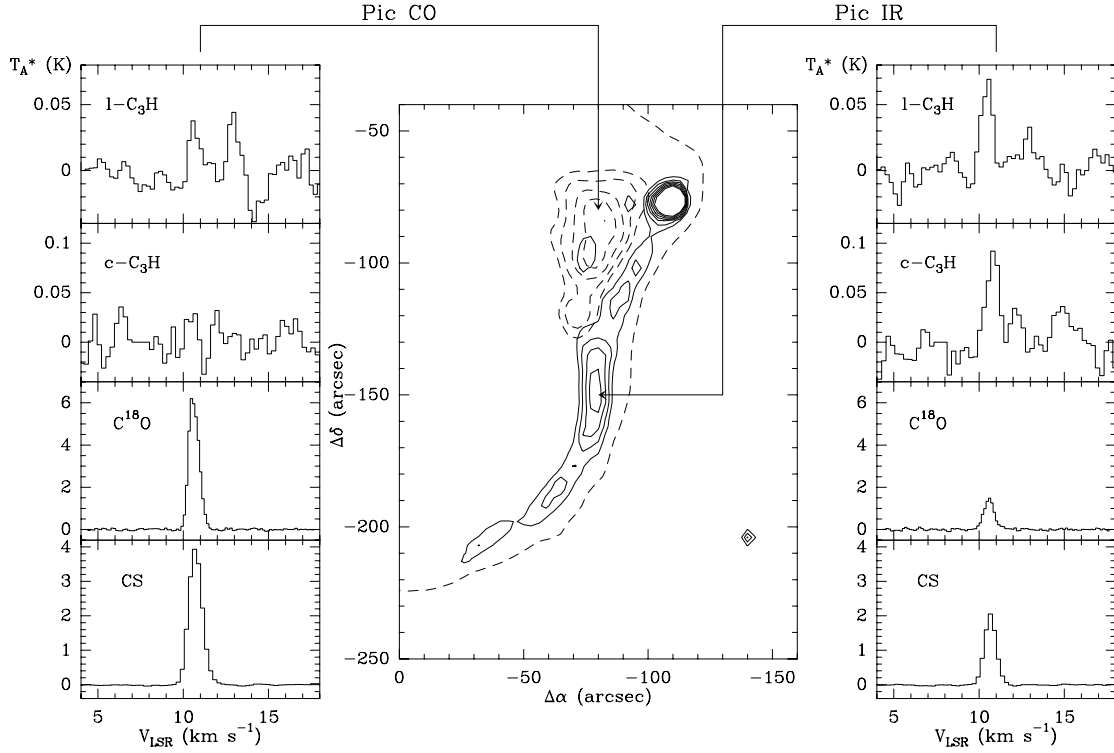


FIG. 3.25 – Quelques molécules observées aux pics CO et IR. Sur la figure centrale, l'émission infrarouge est tracée en trait plein pour des valeurs allant de 15 à 30 MJy/sr. L'émission de CO (3–2) est tracée en pointillés pour une valeur de 30% du maximum de l'intensité intégrée, puis pour des valeurs supérieures à 80%.

résolution du 30 m, les pics IR et "hydro" ne sont pas confondus).

Nous n'avons pas cherché à étendre les calculs de densités de colonne partout à l'intérieur de la Tête de Cheval car les conditions physiques y sont probablement homogènes. En témoignent, d'une part, la carte de $T_{ex} [C_2H(1-0)]$ (figure 3.22), et d'autre part les accumulations de carrés vides dans les diagrammes de corrélation entre C_2H et C_4H et C_2H et $c-C_3H_2$. Les moments dipolaires entre ces molécules étant très différents, on peut supposer que la remarquable constance de leur émission (et de leurs rapports d'émission) est dû au fait que les conditions physiques ne varient pas.

TAB. 3.7 – Paramètres des raies et densités de colonne aux pics CO et IR.

Position	Molécule	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot}
Pic CO	C ₂ H ¹	1.59(0.06)	1.69(0.07)	0.88(0.04)	10.64(0.02)	1.7(±0.2)×10 ¹⁴
	c-C ₃ H ²		< 0.05			< 2.1×10 ¹²
	l-C ₃ H ³		< 0.04			< 2.3×10 ¹²
	c-C ₃ H ₂	0.56(0.01)	0.65(0.02)	0.81(0.02)	10.56(0.01)	1.1×10 ¹³
	l-C ₃ H ₂		< 0.02			< 3.2×10 ¹¹
	C ₄ H ⁴	0.16(0.00)	0.23(0.01)	0.67(0.04)	10.56(0.02)	1.0×10 ¹³
	l-C ₄ H ₂		< 0.05			
	CH ₃ C ₂ H		< 0.05			
	HN ¹³ C	0.08(0.01)	0.12(0.02)	0.67(0.08)	10.70(0.03)	1.2(±0.2) ×10 ¹²
	CS	3.95(0.01)	3.98(0.02)	0.93(0.00)	10.71(0.00)	1.2(±0.0) ×10 ¹⁴
Pic IR	C ₂ H ¹	1.55(0.06)	1.75(0.04)	0.83(0.04)	10.32(0.02)	1.6(±0.2)×10 ¹⁴
	c-C ₃ H ²	0.08(0.01)	0.09(0.02)	0.81(0.14)	10.82(0.06)	3.7(±0.5)×10 ¹²
	l-C ₃ H ³	0.06(0.01)	0.07(0.01)	0.75(0.10)	10.47(0.05)	2.0(±0.7)×10 ¹²
	c-C ₃ H ₂	0.63(0.03)	0.65(0.04)	0.91(0.05)	10.69(0.02)	9.3×10 ¹²
	l-C ₃ H ₂		< 0.02			< 3.2×10 ¹¹
	C ₄ H ⁴	0.31(0.01)	0.34(0.01)	0.87(0.07)	10.72(0.03)	2.0×10 ¹³
	l-C ₄ H ₂		< 0.05			
	CH ₃ C ₂ H		< 0.04			
	HN ¹³ C	0.03(0.01)	0.05(0.01)	0.44(0.09)	10.70(0.05)	2.5(±0.8) ×10 ¹¹
	CS	1.74(0.01)	2.04(0.02)	0.80(0.02)	10.66(0.00)	2.9(±0.0) ×10 ¹³

(1) Transition N=1-0, J=3/2-1/2, F=2-1

(2) Transition N=2_{1,2}-1_{1,1}, J=5/2-3/2, F=2-1

(3) Transition J=9/2-7/2, F=4-3 (f)

(4) Raies "synthétiques" obtenues par la moyenne des transitions J=19/2-17/2 et J=17/2-15/2 pondérées par leurs intensités relatives

Densité de colonne de H₂ et abondances

Le calcul des abondances passe par celui de la densité de colonne de l'hydrogène moléculaire dans le nuage. Cette dernière peut être estimée en utilisant l'émission de la poussière. Une estimation "naïve" à partir des données IRAS à 100 μm pour une température de grain de 37 K (estimée à partir de T_{dust} = 17.5 K pour χ = 1, Boulanger 1996 – ici χ = 100) et la courbe d'extinction de Draine et Lee (Draine & Lee, 1984) dans le millimétrique donne N(H₂) ≈ 10²¹ cm⁻². Une faible densité de colonne qui, rapprochée des valeurs du tableau 3.7, implique des abondances d'hydrocarbures exceptionnellement élevées et un rapport [C¹⁸O]/[H₂] d'au moins un ordre de grandeur supérieur à la valeur canonique de 1.7×10⁻⁷ (Frerking et al., 1982). C'est qu'en réalité le lobe d'IRAS (4') n'est pas adapté aux dimensions de la Tête de Cheval. Casey (1991) a par exemple montré dans une autre PDR, NGC 7023, que les densités de colonne de H₂ déduites d'observations avec le *Kuiper Airborne Observatory* (HPBW ≈ 54") étaient 10 fois plus importantes que celles obtenues grâce aux données IRAS. Afin de nous affranchir au mieux des effets de dilution dans le lobe, nous avons donc observé le nuage à 1.2 mm, avec une résolution de 11 arcsec.

Cette carte est présentée dans la thèse de David Teyssier (Teyssier, 2002). Pour le calcul de $N(\text{H}_2)$ et des abondances, nous l'avons reconvoluée au lobe d'antenne des observations à 3 mm. La valeur du flux au pic est alors diminuée d'environ 40%. On a (Motte et al., 1998) :

$$\langle N_{\text{H}_2} \rangle_{\text{beam}} = S_{1.2\text{ mm}} / [\Omega_{\text{beam}} \mu m_{\text{H}} \kappa_{1.2\text{ mm}} B_{1.2\text{ mm}}(T_{\text{dust}})] \quad (3.7)$$

qui se réécrit dans notre cas :

$$\langle N_{\text{H}_2} \rangle_{\text{beam}} = 4.64 \times 10^{19} S_{1.2\text{ mm}}^{\text{beam}} / (\kappa_{1.2\text{ mm}} T_{\text{dust}}) \quad (3.8)$$

où la densité de colonne s'exprime en cm^{-2} , le flux S en mJy et l'opacité par unité de masse κ en cm^2g^{-1} . Nous choisissons ici $\kappa = 0.003 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$, une valeur tabulée par Ossenkopf et Henning (1994) pour des grains dépourvus de glace dans un milieu de densité intermédiaire (on a fait l'hypothèse d'un rapport de masse gaz/poussières de 100). Les densités de colonne de H_2 pour les pics CO, IR et la coupe 1 sont données dans le tableau 3.8. L'incertitude est typiquement d'un facteur 2 et est principalement due à κ .

TAB. 3.8 – Densité de colonne de H_2 et abondance de trois hydrocarbures aux pics CO, IR, et le long de la coupe 1

$\Delta\alpha$ (arcsec)	S (mJy/beam)	$T_{\text{dust}}^{(1)}$ (K)	$N(\text{H}_2)$ (10^{21} cm^{-2})	$[\text{C}_2\text{H}]$ (10^{-8})	$[\text{c-C}_3\text{H}_2]$ (10^{-9})	$[\text{C}_4\text{H}]$ (10^{-9})
-80 ²	27.7	42	10.0	1.7	1.1	1.0
-80 ³	22.3	36	9.6	1.7	1.0	2.1
-10	3.4	30.3	1.7	3.9	3.5	< 2.4
-25	8.8	31.6	4.3	1.9	1.6	< 0.9
-40	20.7	33.1	9.7	1.2	1.3	1.6
-55	32.7	35.0	14.5	1.2	1.2	0.9
-70	31.7	35.0	14.0	1.6	1.6	2.2
-85	14.5	23.9	9.4	1.3	1.2	1.2
-100	0.3	7.9	0.6	3.8	4.5	< 13

¹ Nous supposons $T_{\text{dust}} = T_{\text{gaz}}$, où T_{gaz} est donné dans le tableau 3.19

² Pic CO

³ Pic IR

La liste ci-dessus peut être complétée par le calcul des abondances de l'ensemble des molécules en (-80,-80) et (-80,-150), les pics CO et IR.

TAB. 3.9 – Abondances aux pics CO et IR

Position	$[\text{c-C}_3\text{H}]$ (10^{-10})	$[\text{l-C}_3\text{H}]$ (10^{-10})	$[\text{l-C}_3\text{H}_2]$ (10^{-11})	$[\text{HN}^{13}\text{C}]$ (10^{-11})	$[\text{CS}]$ (10^{-9})
(-80,-80)	< 2.1	< 2.3	< 3.2	12	11
(-80,-150)	3.9	2.1	< 3.3	6.3	9.9

Une première analyse de ces abondances montre qu'elles sont du même ordre de grandeur que celles rencontrées dans TMC-1, le plus riche en hydrocarbure parmi les nuages sombres. Cela peut sembler *a priori* anormal dans

une région de photodissociation. Une analyse plus détaillée sera présentée dans le chapitre 3.5.

3.3 IC 63

3.3.1 Présentation de la source

IC 63 est une nébuleuse par réflexion associée à l'étoile variable de type B0.5IVpe γ Cas (HD 5394), située à 230 ± 70 pc de la Terre (Vakili et al., 1984). La forte émission de fluorescence de H_2 ainsi que de l'émission rouge étendue détectées par Witt et al. (1989) dans IC 63 laissent penser que le processus de photodissociation de H_2 a toujours cours dans la nébuleuse, probablement associé au nuage moléculaire cartographié par Jansen et al. (1994). Blouin et al. (1997) ont observé IC 63 dans la raie à 21 cm de HI et indiquent que la masse d'hydrogène atomique dans la nébuleuse est de $0.15 M_\odot$.

Un des intérêts spécifiques de IC 63 est d'être associée à une autre nébuleuse par réflexion, IC 59 (voir figure 3.26), qui présente des propriétés différentes et est donc un intéressant objet de comparaison. IC 59 possède une plus grande masse de HI – $0.64 M_\odot$ – et aucune émission moléculaire (CO) n'y a été détecté par Jansen et al. (1994). En revanche, et contrairement à Witt et al. (1989), Luhman et al. (1997) y ont détecté de l'émission de fluorescence de H_2 .

La géométrie de l'ensemble IC 63–IC 59–HD 5394 n'est pas bien connue. Sur le ciel, la distance projetée entre IC 63 et HD 5394 est de $20'$, soit 1.3 pc. Selon Blouin et al. (1997), qui modélisent le continuum radio à partir d'observations à 408 et 1420 MHz, IC 63 et HD 5394 sont effectivement à la même distance de la Terre tandis que IC 59 est située plus loin. Pour Jansen et al. (1994), par contre, l'étoile est plus proche de nous que la nébuleuse et la région de photodissociation est vue partiellement de face.

La composante moléculaire de IC 63, tracée par les raies de rotation de CO, s'étend dans une direction Sud-Ouest/Nord-Est. Soit radialement par rapport à γ Cas dont l'intense rayonnement ultraviolet ($\chi = 1000$ dans le champs de Habing à 1000 \AA – Habing 1968) semble "souffler" la matière qui l'entoure. On constate cependant sur les cartes publiées par Jansen et al. (1994) que l'émission de $^{12}\text{CO} (2-1)$ et $^{12}\text{CO} (3-2)$ est assez piquée. Celle de $\text{CS} (2-1)$, observée par les mêmes auteurs, l'est encore plus et les conduit à faire l'hypothèse suivante: l'émission moléculaire, pour les espèces autres que CO, provient d'une petite région de $30'' \times 20''$.

Les conditions physiques dans IC 63 déterminées par Jansen et al. (1994) au moyen des raies de CO, HCO^+ , HCN, CS et H_2CO sont les suivantes: $T_k = 50 \pm 10 \text{ K}$ et $n(H_2) = 5 \pm 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Jansen et al. 1996 notent cependant qu'un double gradient de densité est possible le long de l'axe du nuage, avec $n(H_2) = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ en $(30'', 20'')$ et $n(H_2) = 10^4 \text{ cm}^{-3}$

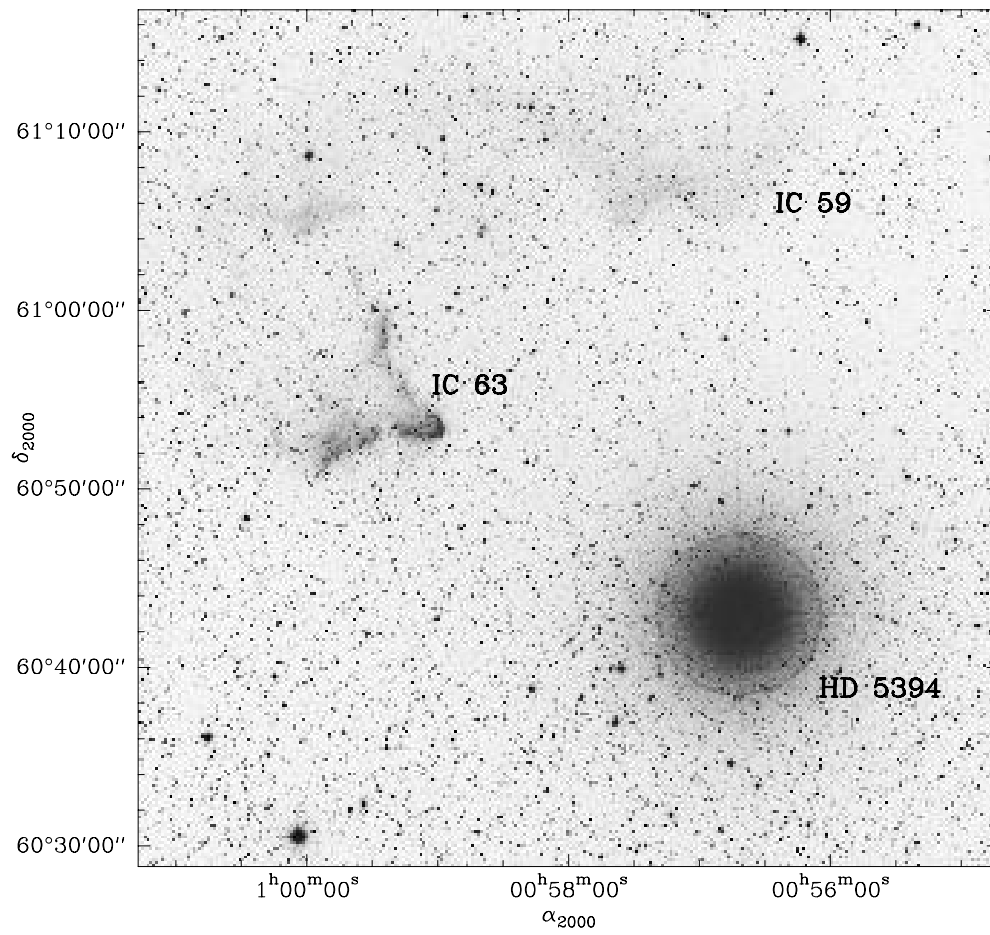


FIG. 3.26 – Image dans le visible de l'environnement de IC 63 (tiré du Digitalized Sky Survey).

en $(60'', 40'')$, et aussi $n(H_2) = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ en $(-15'', -10'')$. L'abondance électronique varie quant à elle de quelques 10^{-5} cm^{-3} sur la PDR à 10^{-7} dans le nuage.

La densité de colonne de H_2 est estimée à $5 \pm 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ soit, en utilisant la loi $N(H) = 2N(H_2) = 1.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, $A_V = 6.3 \pm 2.5 \text{ mag}$. Les autres densités de colonne calculées par Jansen et al. à la position $(0'', 0'')$ sont données dans le tableau 3.10. Il est à noter que l'abondance totale du carbone en phase gazeuse – soit la somme des abondances de CO, de ses isotopes, du carbone atomique C et de C^+ – est particulièrement faible dans IC 63 et vaut environ 5.4×10^{-5} , 13% seulement de l'abondance solaire (Jansen et al., 1996). Considérant que l'abondance des chaînes carbonées n'est pas significative, les auteurs avancent que l'essentiel du carbone dans IC 63 pourrait se trouver sous la forme de PAH ou de poussières. (Jansen et al., 1995)

Molécules	$N(\text{cm}^{-2})$
H	4.0×10^{20}
C	3.7×10^{16}
C^+	2.0×10^{17}
CO	3.0×10^{17}
^{13}CO	3.9×10^{15}
$C^{18}\text{O}$	5.0×10^{14}
CS	9.5×10^{12}
CN	2.7×10^{13}
HCN	4.0×10^{13}
HNC	1.1×10^{13}
HCO^+	8.0×10^{12}
H_2CO	5.0×10^{12}
C_2H	1.8×10^{13}
N_2H^+	2.9×10^{11}
H_2S	7.3×10^{12}
SO	$< 5.0 \times 10^{12}$
SO_2	$< 1.5 \times 10^{13}$
SiO	$< 1.0 \times 10^{12}$
CH_3OH	$< 1.9 \times 10^{13}$
CH_3CN	$< 7.4 \times 10^{12}$
HC_3N	$< 9.3 \times 10^{12}$
HNCO	$< 2.8 \times 10^{12}$

TAB. 3.10 – Densités de colonne en $(0'', 0'')$ dans IC 63 (Jansen et al. 1995)

3.3.2 Observations

IC63 est certainement la PDR pour laquelle nous avons collecté le plus de données, notamment dans le but d'obtenir des cartes de l'émission des hydrocarbures. Malheureusement, une partie de ces données s'est révélée pratiquement inutilisable suite à des problèmes de pointage – l'un des aspects critiques de la cartographie d'objets à bords raides (voir paragraphe 3.3.4).

Les premières observations de IC63 ont été faites en septembre 1999 à Pico Veleta. Il s'agit d'une coupe (5 points) à travers la PDR dans les transitions de plusieurs hydrocarbures (C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_4H , $l\text{-C}_3\text{H}$, $c\text{-C}_3\text{H}$, H_2C_4 , CH_3CCH) ainsi que C^{18}O (2–1), CS (2–1) et HN^{13}C (1–0). Pour ces observations, les mode d'observation, résolution spectrale, etc, tabulés en 3.1 pour la Tête de Cheval s'appliquent.

Les cartes ^{12}CO (2–1) et ^{12}CO (3–2) ont été obtenues en octobre 2000 et juillet 2001 au CSO (observations *On The Fly*). La résolution spectrale des données est de 48.7 kHz, soit environ 0.06 et 0.04 km s⁻¹. Les T_{sys} sont de l'ordre de 650 K et 1000 K respectivement, les largeurs de lobe sont 21 et 32 arcsec et les efficacités de lobe valent .70 et .75. Quelques spectres de ^{13}CO (2–1) ont aussi été obtenus au CSO en octobre 2000; excepté la T_{sys} – 400 K pour ces observations – les paramètres sont identiques à ceux utilisés pour ^{12}CO (2–1).

Les autres observations – cartographie de la PDR en ^{12}CO (2–1), ^{13}CO (2–1), C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_4H – ont été menées sur le télescope de l'IRAM fin mai 2001, puis en *remote observing* depuis l'ENS aux dates suivantes: 21-23.06.01, 25-26.07.01, et 5-7.09.01. Lors des sessions de mai, juin et juillet, notre but était de cartographier les émissions des hydrocarbures avec un bon rapport signal-sur-bruit (≥ 5). Ces observations ont donc été faites en *position switching* – un point tous les 15 arcsec – avec un temps d'intégration de 10 min par point et une résolution spectrale de 39 kHz. Comme nous le verrons au paragraphe 3.3.4, les deux cartes obtenues ont mis en lumière certaines difficultés liées à la précision du pointage sur une source possédant plusieurs bords raides.

Afin de limiter les effets de pointage, nous avons modifié notre stratégie d'observation pour la session de septembre et utilisé la méthode de cartographie *On The Fly*. Cette méthode consiste à balayer la source à vitesse constante tandis que les données sont acquises continuellement – toutes les 4 secondes dans notre cas pour une vitesse de déplacement du lobe de 1 arcsec.s⁻¹. Elle présente l'avantage de garantir une meilleure homogénéité des données. En particulier, pour une petite carte comme la nôtre (64 arcsec × 64 arcsec – soit 17 min de temps d'intégration), un seul pointage est nécessaire et les

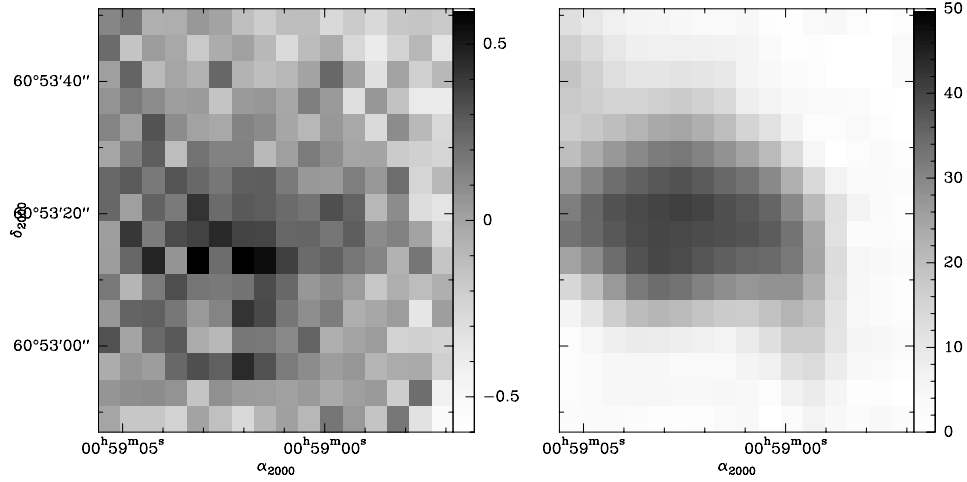


FIG. 3.27 – Cartes obtenues en $C_2H(3/2-1/2)$ et $CO(2-1)$ après une couverture de IC 63. La structure de l'émission CO (à droite) est parfaitement visible. En revanche la transition hyperfine de C_2H (ici $F=1 \rightarrow 0$) est noyée dans le bruit.

erreurs de pointage relatif sont donc éliminées. Une faiblesse de la méthode *OTF* est qu'elle ne s'applique *a priori* qu'à des raies suffisamment fortes pour être détectées en des temps d'intégration très courts (4s ici). Plusieurs couvertures de la zone à cartographier sont généralement nécessaires et, pour la plupart des molécules, un pointage homogène n'est finalement pas garanti. Nous avons tenté de contourner ce problème – critique pour IC 63 – en observant à la fois une raie forte ($^{12}CO(2-1)$) et une raie faible qui nous intéressait plus particulièrement ($C_2H(1-0)$). Le but étant d'utiliser les cartes CO obtenues en une couverture et de les recalcr les unes par rapport aux autres le cas échéant. 13 couvertures de IC 63 ont pu être effectuées (6 dans une direction et 7 dans l'autre – voir le résultat d'une couverture figure 3.27) et l'émission de $C_2H(1-0)$ a pu être cartographiée. Cependant, les cartes individuelles n'ont finalement pas été recalées: bien que la structure de l'émission présente des modifications d'une carte à l'autre, le déplacement du maximum n'excède jamais les 4 arcsec. Les cartes finales ont été produites grâce à l'algorithme PLAIT (Emerson and Gräve, 1988), qui corrige les couvertures

individuelles des artefacts introduits à certaines fréquences spatiales par la méthode *OTF*. Pour ces observations, nous avons systématiquement doublé le nombre de *backend* par raie. Nous avons aussi: T_{sys} compris entre 100 et 180 K pour C_2H et entre 270 et 1100 K pour CO, $\Delta\nu = 78\text{ kHz}$ pour C_2H et 39 kHz pour CO.

3.3.3 Cartes CO: morphologie et structure en vitesse

Nous présentons sur la figure 3.28 trois cartes OTF de l'émission de ^{12}CO dans deux transitions différentes. Le panneau du haut montre la distribution de l'émission de la raie 2→1 vue par le CSO superposée à une image tirée du *Digitalized Sky Survey*. La carte CO est très semblable à celle publiée par Jansen et al. (1994). On constate aussi que la zone d'émission moléculaire ne coïncide pas totalement avec la nébuleuse optique.

Le panneau du bas présente à la même échelle une carte de l'émission de ^{12}CO (3–2) observée au CSO, et sur une surface moins étendue une carte de ^{12}CO (2–1) vue par le télescope de l'IRAM. La comparaison de ces trois cartes CO met en évidence l'effet de la taille du lobe d'antenne sur la résolution spatiale des observations. En particulier, on peut noter la modification de la forme du bord sud-ouest de la PDR en fonction du lobe: très rond lorsqu'il est vu en 2→1 par le CSO (jusqu'à paraître s'étendre hors de la nébuleuse optique, ce qui semble peu physique), il est plus anguleux en CO (3–2) puis prend finalement une forme proche de la nébuleuse optique – avec un appendice caractéristique que l'on retrouve en infrarouge (voir 3.3.4) – lorsqu'on réduit encore le lobe (^{12}CO (2–1) vu en mode OTF par le télescope de l'IRAM).

Structure en vitesse

La décomposition par canaux spectraux de l'émission de ^{12}CO (2–1) vu au CSO (figure 3.29) met en évidence la structure en vitesse de l'émission moléculaire dans IC 63. Le pic principal d'émission est situé vers (+10,0), à $V_{LSR} \simeq 0.25\text{ km s}^{-1}$. Lorsque nous sondons des vitesses plus élevées, la zone d'émission s'allonge et le pic se déplace peu à peu. Le second pic, situé en (+45,+30) et à une vitesse décalée d'environ $+1\text{ km s}^{-1}$, est deux fois moins intense. Des spectres de l'émission CO sont reproduits figure 3.39.

Afin de clairement séparer les deux composantes en vitesse de l'émission du monoxyde de carbone, nous avons tracé l'intensité intégrée du signal entre -0.8 et $+0.3\text{ km s}^{-1}$ d'une part et $+0.9$ et $+2.0\text{ km s}^{-1}$ d'autre part (figure 3.30). La double morphologie de IC 63 est ainsi clairement mise en évidence. Nous reviendrons sur cette figure dans la section suivante.

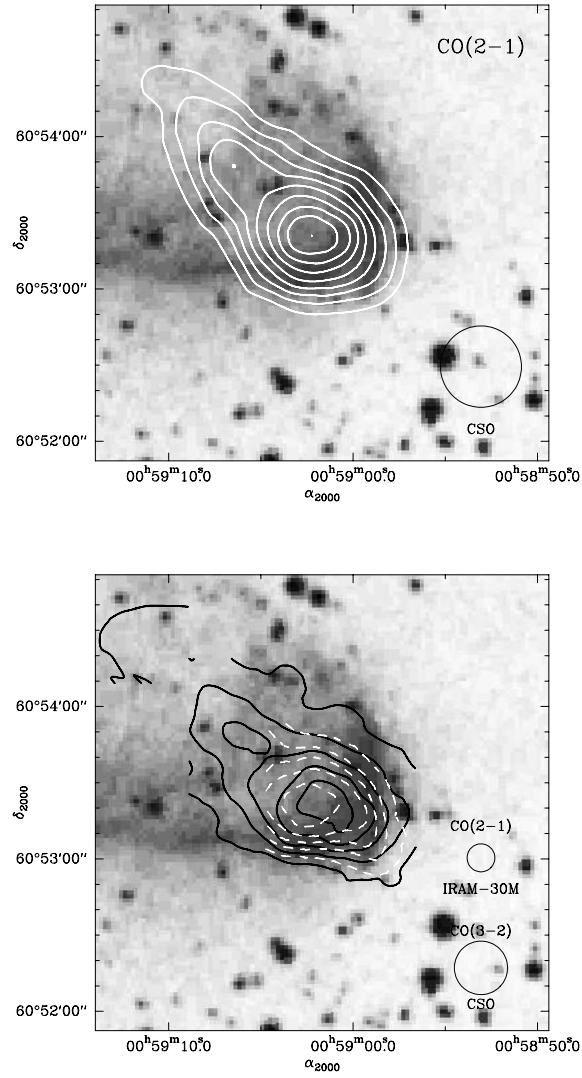


FIG. 3.28 – **Haut:** Carte de l'émission intégrée de $^{12}\text{CO}(2-1)$ observée au CSO. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 20 à 100% du maximum (26.6 K km s^{-1}). **Bas:** Distribution de l'émission de $^{12}\text{CO}(3-2)$ – en noir – et $^{12}\text{CO}(2-1)$ – en blanc – observés respectivement par le CSO et le télescope de l'IRAM. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 31.3 et 37 K km s^{-1} , respectivement). Dans les deux cas, les contours sont superposés à une image du Digitalized Sky Survey. L'effet de la résolution spatiale des instruments est clairement mis en évidence.

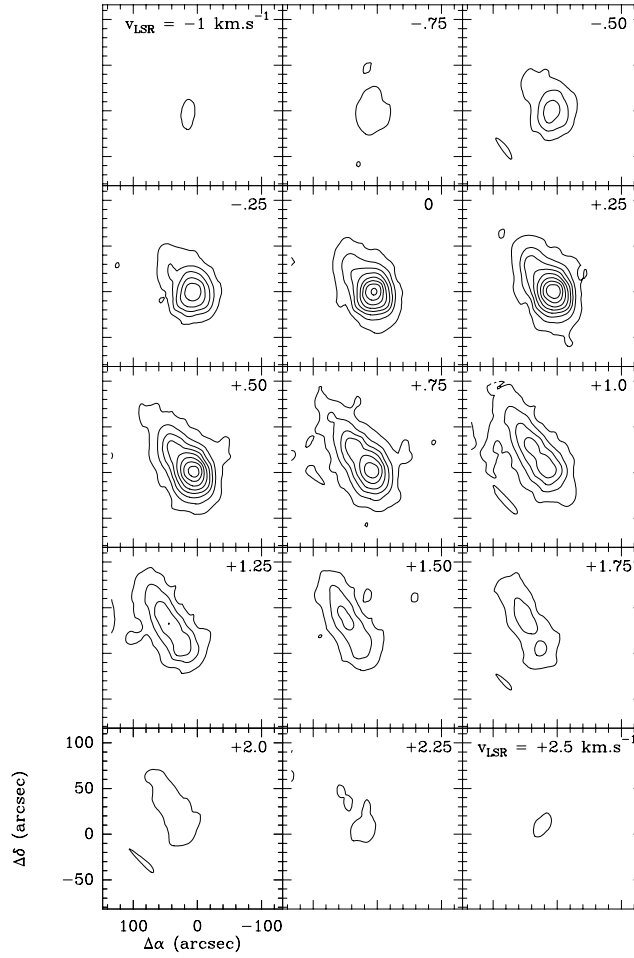


FIG. 3.29 – *Structure en vitesse de l'émission de $^{12}\text{CO}(2-1)$ par tranche de 0.25 km s^{-1} entre -1 et $+2.5\text{ km.s}^{-1}$. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 1 à 15 K. Les coordonnées du point $(0,0)$ sont $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{min}}00.7^{\text{s}}$; $\delta = 60^{\circ}53'19.0'$ (J2000).*

Dimensions de la source

La modification de la morphologie de la source avec la taille du lobe – voir figure 3.28 – suggère que la zone d'émission du rayonnement millimétrique n'est probablement pas résolue. En conséquence, les effets de dilution de l'énergie dans le lobe d'antenne doivent être pris en compte afin de remonter à la quantité physique qui nous intéresse, la température de brillance T_b . Pour

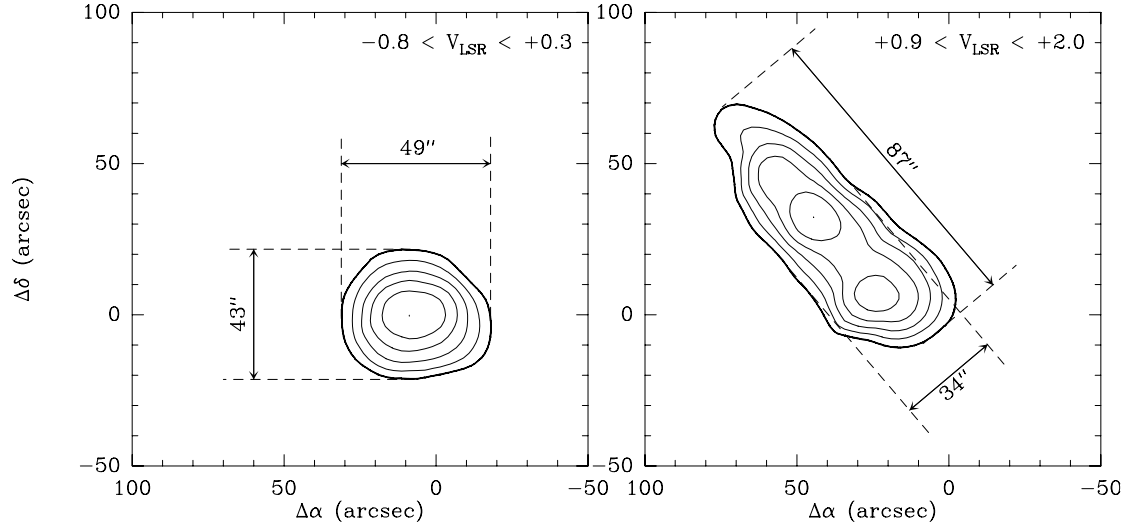


FIG. 3.30 – *Structure de l'émission de ^{12}CO (2–1) à basse et haute vitesse. Les contours d'aire intégrée sont tracés pour des valeurs allant de 60 à 100% du maximum.*

cela, nous devons estimer les dimensions de notre source de rayonnement.

Une première méthode consiste à supposer que la forme de la zone d'émission est une gaussienne de largeur à mi-hauteur Δl . L'effet de la convolution de cette source par le lobe (gaussien) du télescope est de produire une source apparente gaussienne de largeur à mi-hauteur ΔL telle que $\Delta L^2 = \Delta l^2 + \text{FWHM}^2$, où FWHM est la largeur à mi-hauteur du lobe d'antenne. Connaissant la largeur apparente et le lobe d'antenne, il est aisé de retrouver la dimension intrinsèque de la source. Nous avons appliqué cette technique à ^{12}CO (2–1) vu par le *CSO*. A 230 GHz, FWHM vaut 32 arcsec. Pour chaque composante en vitesse, les dimensions apparentes sont notées sur la figure 3.30. Le calcul donne (nous notons Ω la taille angulaire de la source):

- $\Omega = 37 \times 29 \simeq 1100 \text{ arcsec}^2$ pour la structure à "faible" vitesse.
- $\Omega = 81 \times 11 \simeq 900 \text{ arcsec}^2$ pour la structure à "haute" vitesse.

Ces résultats sont 30 à 40% inférieurs à la valeur de Jansen et al. (1994), qui utilise cependant une autre méthode.

Cette méthode alternative consiste à tirer parti de l'observation d'un même objet avec deux télescopes de diamètres très différents. En effet T_b , température de brillance de la source (quantité intrinsèque), est reliée à la *main beam temperature* par $T_b = T_{MB}(1 + \Omega_B/\Omega_S)$, où Ω_B et Ω_S sont les angles solides sous-tendus par le lobe d'antenne et la taille réelle de la source (voir annexe B). Au CSO et à Pico Veleta – télescopes de 10.5 et 30 m de diamètre, respectivement – nous avons observé au pic $T_{MB} = 24$ K et $\Omega_B = 855 \text{ arcsec}^2$ (CSO) et $T_{MB} = 40$ K et $\Omega_B = 110 \text{ arcsec}^2$ (IRAM). Ces valeurs sont compatibles avec une source d'environ 1000 arcsec^2 , résultat en excellent accord avec les 1100 arcsec^2 calculés par la méthode des gaussiennes. Il faut noter en outre que l'écart de 30% avec Jansen et al. (1994) n'est pas imputable à une différence de calibration entre les télescopes de l'IRAM et du CSO puisqu'en lissant la carte IRAM à la résolution du CSO nous retrouvons l'intensité observée de 24 K au pic. L'émission de CO autour du pic principal provient donc d'une zone très limitée.

Faute de données IRAM en $^{12}\text{CO}(2-1)$ dans la région (+45,+30), nous n'avons pas pu appliquer la première méthode à la composante à "haute" vitesse. En revanche, nous avons pu appliquer la méthode des gaussiennes à l'émission de $^{13}\text{CO}(2-1)$. Le calcul donne $\Omega_S \simeq 400 \text{ arcsec}^2$, ce qui coïncide avec le fait que ^{13}CO , plus fragile, est moins étendu que CO dans les régions de photodissociation.

Cette estimation de taille à partir des données OTF est corroborée par l'analyse des observations faites en mode "point par point" (mai, juin et juillet 2001). Au cours de ces sessions d'observation, nous avons en effet constaté d'une part que l'intensité du signal variait fortement d'un point à l'autre (espacés de 15 arcsec), et d'autre part qu'elle variait aussi d'une session à l'autre pour une même position. L'effet étant plus important à 1 mm qu'à 3 mm. Nous avons résumé cela dans la figure 3.31 qui présente (panneaux du haut) les variations d'intensité constatées le long de deux coupes orthogonales et passant par le point (0,0) pour deux sessions différentes. L'hypothèse la plus vraisemblable pour expliquer ces variations – jusqu'à un facteur 3 – est que le nuage possède des bords très raides, non résolus par le télescope. Dans ce cas, deux positions adjacentes peuvent présenter de fortes différences d'intensité. Et une erreur de pointage, même faible, peut entraîner d'importantes variations de signal en un point observé à deux instants distincts. Ces effets sont présentés figure 3.31 pour trois largeurs³ de fronts différents: 0.5 arcsec (a), 8 arcsec (b) et 15 arcsec (c). Dans le cas très raide, une erreur de 6 arcsec – soit 1/2 lobe à 220 GHz – peut conduire à

3. "Largeur" étant entendu comme "largeur à mi-hauteur"

une variation d'un facteur 2 ou 3 sur l'intensité de la raie de ^{13}CO (2–1). Une erreur identique dans le cas intermédiaire peut modifier l'intensité d'un facteur 1.5. Pour un front de 15 arcsec de large en revanche, un demi lobe d'incertitude sur le pointage conduit à sous-estimer ou sur-estimer le signal de 60% au maximum. Nous proposons donc d'expliquer les fortes variations d'intensité observées le long de la coupe $\Delta\alpha = 0$ par un profil d'émission de ^{13}CO (2–1) en V renversé (à deux fronts) de largeur à mi-hauteur inférieure à 16 arcsec (2×8 arcsec – chaque portion du profil est donc non-résolue). Le profil réel de la coupe en $\Delta\delta = 0$, quant à lui, semble bien décrit par le profil observé. On peut supposer cependant que le bord extérieur du nuage (vers les α négatifs) n'est pas résolu non plus.

En conclusion, il semble que la zone d'émission des raies de CO dans la région du pic soit concentrée dans un angle solide équivalent à moins de trois lobes d'antenne du télescope de l'IRAM à 220 GHz. L'émission de la raie 2→1 de ^{13}CO provient d'une région plus restreinte encore – environ 400 arcsec² – probablement non résolue.

3.3.4 Cartographie des hydrocarbures: bandes aromatiques et émission de C_2H

IC 63 vu par ISOCAM

Nous présentons sur la figure 3.32 une carte de l'émission intégrée de la bande infrarouge à 6.2 μm superposée à une image du *Digitalized Sky Survey*. Cette carte a été obtenue en intégrant pour chaque pixel l'émission du spectre *CVF* d'ISOCAM – réalisé par Diego Cesarsky (comm. pers.) – entre 5.98 et 6.54 μm , après soustraction d'une ligne de base d'ordre 1 (voir figure 3.33). La bande à 6.2 μm correspond au mode d'élongation de la liaison C–C.

La résolution spatiale d'ISOCAM (6 arcsec) permet de distinguer 5 pics d'émission différents – 2 principaux et 3 secondaires (voir tableau 3.11) – dont l'un correspond au pic d'émission secondaire de CO (2→1 et 3→2). Les contours de l'émission de la bande aromatique à 6.2 μm épousent de façon remarquable les limites de la nébuleuse optique. Par exemple, l'appendice observé dans le visible est vu aussi en infrarouge. On remarque aussi que cette émission des aromatiques s'étend sur toute la largeur de la nébuleuse optique, tandis que l'émission CO se concentre *grosso modo* le long d'une diagonale Sud-Ouest/Nord-Est (alors que l'effet du lobe tend plutôt à "étalement" le signal).

Sur la figure 3.34, les cartes CO et PAH sont directement comparées. On observe le long des coupes [1] et [2], qui traversent les deux fronts principaux de la PDR tels que tracés par l'émission des AIB, une structure "en couches"

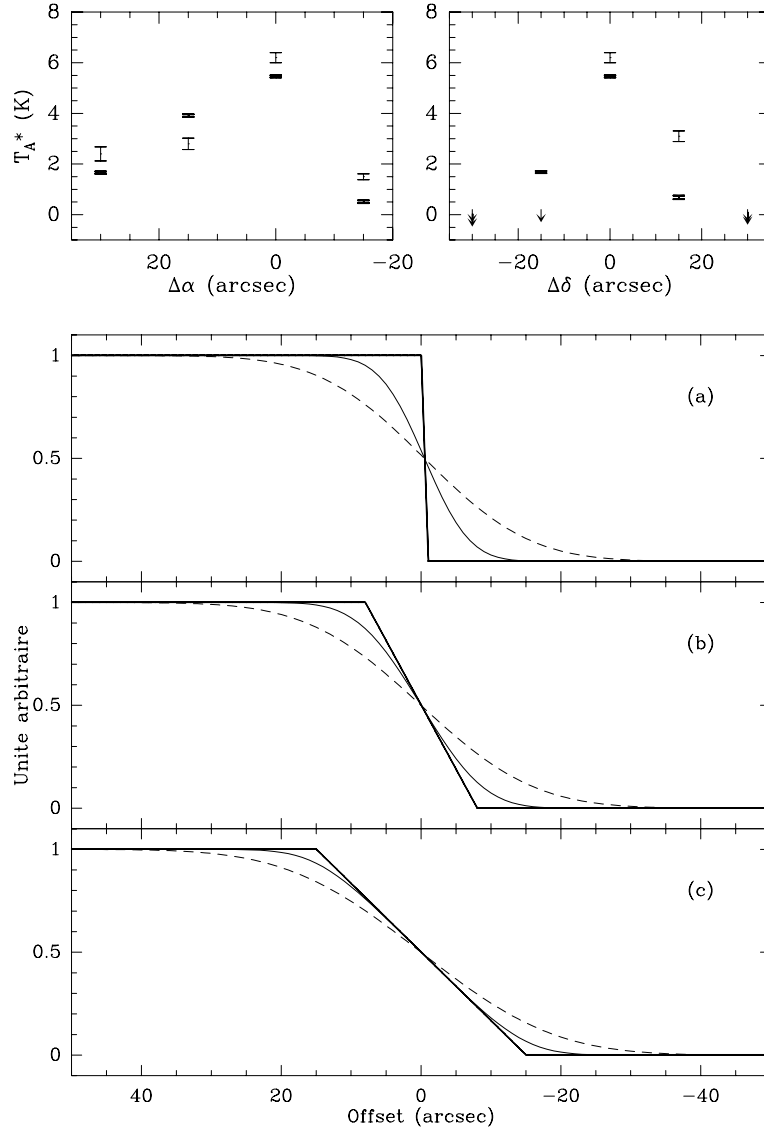


FIG. 3.31 – **Haut:** Intensité de la raie $^{13}\text{CO}(2-1)$ le long de deux coupes orthogonales passant par $(0,0)$ mesurée en mai 2001 (trait fin) et juin-juillet 2001 (trait gras). Les écarts varient entre 45 et 360%. **Bas:** Trois profils théoriques (en gras) convolués par deux gaussiennes simulant des lobes d'antenne parfaits de 12 et 28 arcsec (trait fin et trait discontinu). Pour un bord très raide (a), on remarque qu'une erreur de pointage de 6 arcsec conduit à surestimer (ou sous-estimer) le flux d'un facteur 2-3.

de l'émission interstellaire: l'émission visible pique d'abord, puis vient le pic infrarouge et enfin le pic CO. Cette structure reflète-t-elle la structure in-

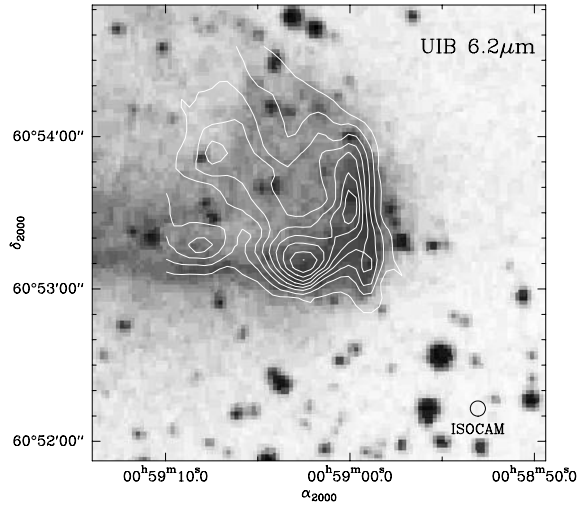


FIG. 3.32 – Carte de l'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2\mu\text{m}$, observée par ISO-CAM, superposée à une image du Digitalized Sky Survey.

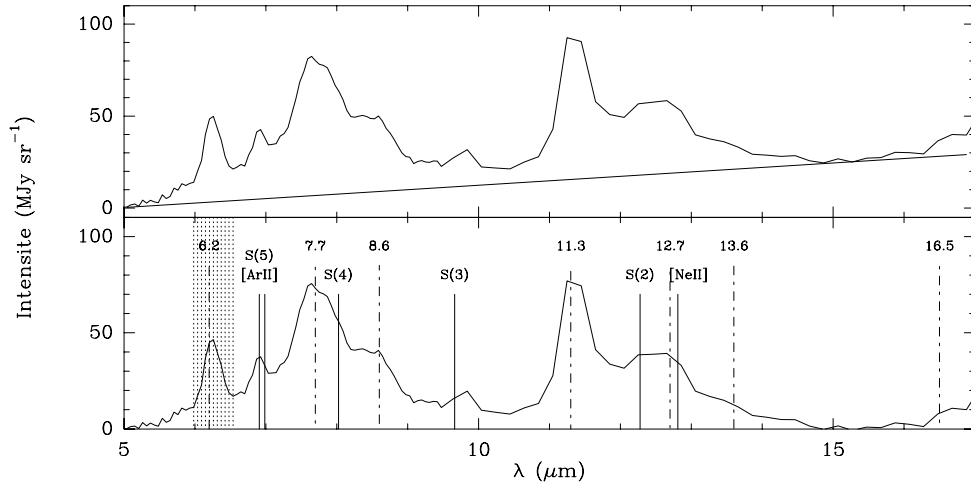


FIG. 3.33 – Spectre infrarouge de IC 63 à la position $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{min}}02.8^{\text{s}}$; $\delta = 60^{\circ}53'15.5''$ (J2000) tracé avant et après la soustraction d'une ligne de base d'ordre 1. Les positions des raies aromatiques sont indiquées en pointillés. Les fréquences des raies de rotation pure de H_2 et des raies ioniques sont en traits pleins. La zone grisée correspond au domaine sur lequel a été calculé l'émission intégrée présentée figure 3.32.

TAB. 3.11 – *Brillances et positions des 5 pics d’émission – 2 principaux et trois secondaires – de la bande aromatique à $6.2\mu\text{m}$. Le pic 3 correspond au pic d’émission secondaire des cartes CO.*

Numéro	Brillance ($10^{-7}\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$)	α_{2000} (h:min:s)	δ_{2000} ($^{\circ}$: $'$: $''$)
1	1.56	00:59:02.4	60:53:10.4
2	1.39	00:58:59.9	60:53:34.5
3	0.99	00:59:07.3	60:53:52.8
4	0.84	00:59:08.2	60:53:16.5
5	0.83	00:58:59.1	60:53:11.1

trinsèque de l’émission ou rend-elle seulement compte des effets de lobe? Nous n’avons pas entamé pour IC63 le travail de déconvolution fait sur la Tête de Cheval, en partie parce que la géométrie est moins simple. Cependant, compte-tenu de la relative symétrie du profil d’émission de CO – nous sommes ici dans une situation très différente de celle rencontrée dans la Tête de Cheval – il est probable que la structure observée reflète effectivement la structure réelle de la PDR.

La figure 3.34 montre aussi que le troisième pic AIB se trouve dans une région moins éclairée que les quatre autres. Dans cette zone, les PAH baignent probablement dans un milieu neutre, exempt de front de photodissociation. Cette hypothèse est en accord avec une analyse préliminaire des spectres CVF qui met en évidence la présence de raies ioniques, [NeII] et surtout [ArII]⁴ – voir figure 3.33 – autour des pics AIB 1, 2, 4 et 5 uniquement (c’est-à-dire sur le bord de la PDR). Il faut noter que la carte de l’émission du continuum à 1.4 GHz tirée du *NRAO VLA Sky Survey*, bien que n’ayant que 45 arcsec de résolution, semble aller dans le même sens: maximale sur la bordure de la PDR (qui forme un "L" couché), l’émission des régions ionisées qu’elle trace (rayonnement *free-free* des électrons) commence à décroître dans la région du second pic.

Cartographie de C₂H

Afin d’obtenir une carte exploitable de IC63, nous avons utilisé en septembre 2001 une nouvelle stratégie de cartographie. La méthode *OTF* semble

4. La résolution du CVF ne permet pas de séparer la raie 0–0 S(5) de l’hydrogène moléculaire de la raie de ArII. Cependant, pour les conditions physiques régnant dans IC63 et compte-tenu de l’intensité des raies 0–0 S(2) et 0–0 S(3), il est très probable que le contributeur majoritaire de l’émission à $6.9\mu\text{m}$ ne soit pas 0–0 S(5).

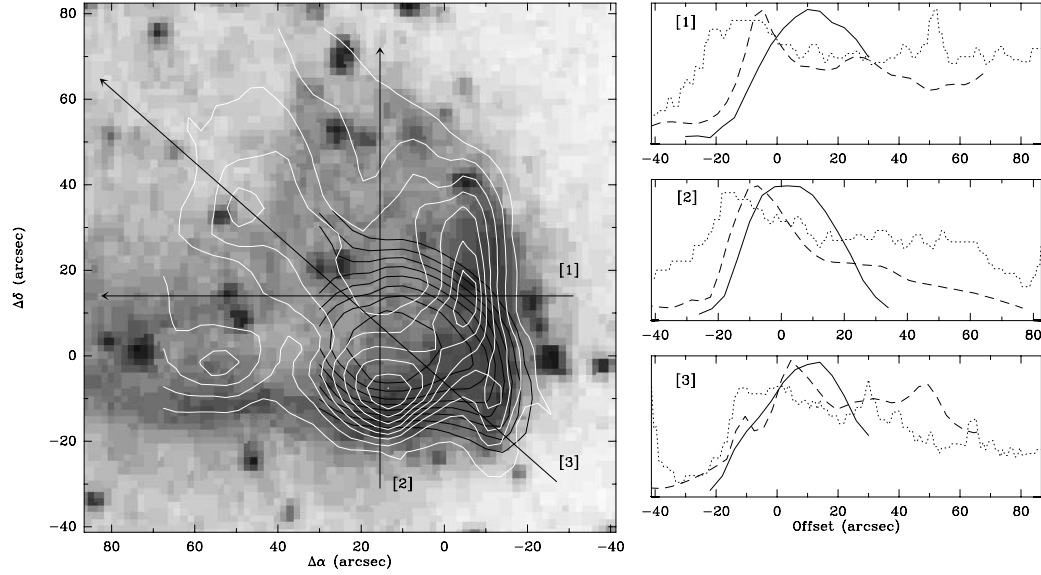


FIG. 3.34 – Comparaison des émissions de CO (vu au 30 m) et de la bande à $6.2\mu\text{m}$ (ISOCAM). Pour les trois coupes, nous avons ajouté en pointillés le profil d'intensité de l'image visible (DSS) à ceux de l'émission infrarouge (trait discontinu) et CO (trait continu). Les profils sont normalisés.

en effet mieux adaptée aux objets du type PDR à bords non-résolus (voir 3.3.2).

Les raies hyperfines de la transition $N = 1-0$ de C_2H ont été observées individuellement (mais simultanément). Les 4 cartes obtenues – chacune comptant 13 couvertures de la source – sont présentées sur la figure 3.35. On constate d'abord sur cette figure que le bruit domine totalement les transitions hyperfines à $J = 1/2-1/2$. Les transitions $J = 3/2-1/2$ en revanche sont détectées. Théoriquement, compte-tenu des intensités relatives des raies de structure hyperfines de C_2H (voir tableau 3.12), nous devrions détecter la raie à 87.402 GHz aussi bien que celle à 87.328 GHz. Sa non-détection est seulement due à un problème technique, peut-être lié à l'utilisation, pour la première fois, du mode *OTF* en observation à distance. Si la raie à 87.402 GHz pose problème, les autres transitions sont en revanche utilisables pour une analyse quantitative. Pour les 90 pixels les plus centraux des cartes C_2H , nous avons calculé un rapport d'aire intégrée égal à 1.9 ± 0.4 . Une valeur compatible avec une émission optiquement mince, et qui nous autorise à ajouter les aires intégrées des raies hyperfines. Le résultat est présenté sur la figure 3.36.

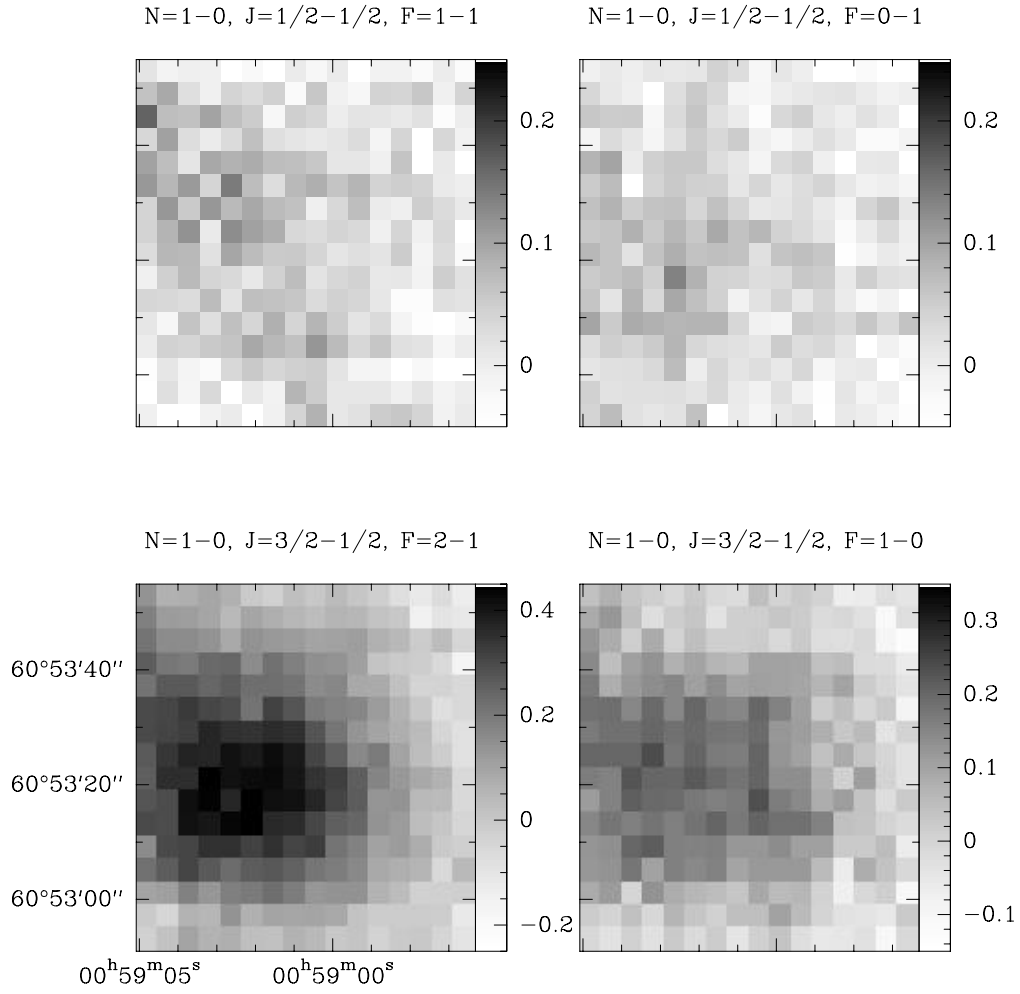


FIG. 3.35 – *Cartes OTF des émissions intégrées des 4 principales transitions hyperfines de $C_2H(1-0)$.*

TAB. 3.12 – *Intensités relatives des raies de structure hyperfine de $C_2H(1-0)$*

Transition	Fréquence (GHz)	Intensité relative
$J=3/2-1/2, F=1-1$	87284.1560	.04
$J=3/2-1/2, F=2-1$	87316.9250	.42
$J=3/2-1/2, F=1-0$	87328.6240	.22
$J=1/2-1/2, F=1-1$	87402.0040	.21
$J=1/2-1/2, F=0-1$	87407.1650	.08
$J=1/2-1/2, F=1-0$	87446.5120	.03

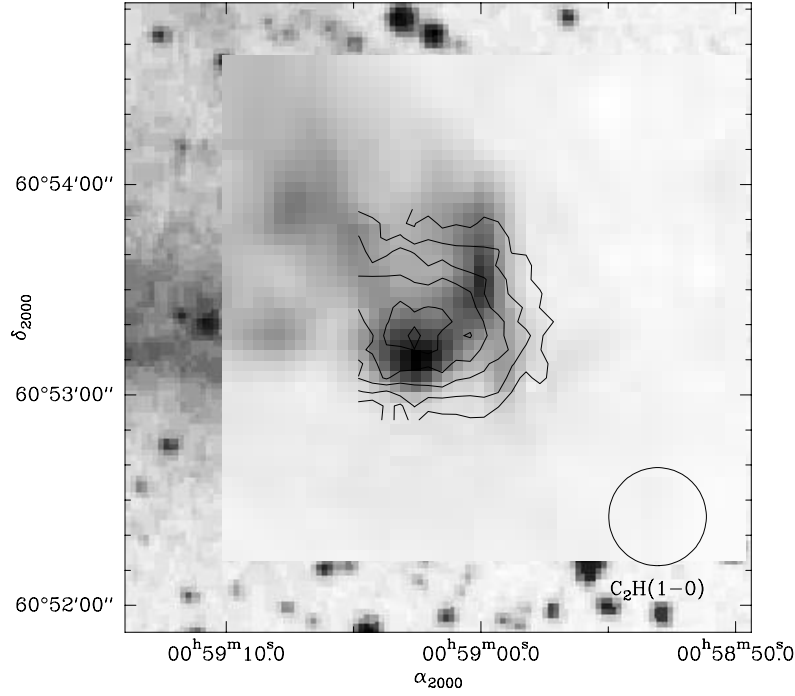


FIG. 3.36 – *Cartes de l'émission intégrée de $C_2H(2-1)$ superposée à l'image de l'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2\mu m$ (elle-même superposée à l'image du Digitalized Sky Survey). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum ($0.34 K km s^{-1}$).*

Il semble à première vue que C_2H et PAH soient distribués très différemment. En réalité, la faible résolution spatiale des observations à 87 GHz ne nous permet pas de comparer directement la carte C_2H aux observations ISOCAM. En dégradant la résolution de l'émission PAH jusqu'à 28 arcsec, les deux cartes deviennent comparables et la structure de l'émission des PAH se rapproche de celle de C_2H . Il est malheureusement difficile, compte-tenu de la faible résolution spatiale des observations (comparée à la taille de la carte), d'aller plus loin dans l'analyse des distributions respectives de C_2H et des PAH. On notera simplement que, tout comme les AIB (et CO), il semble que C_2H présente une queue d'émission vers la direction Nord-Est.

Dimensions de la source d'émission C_2H

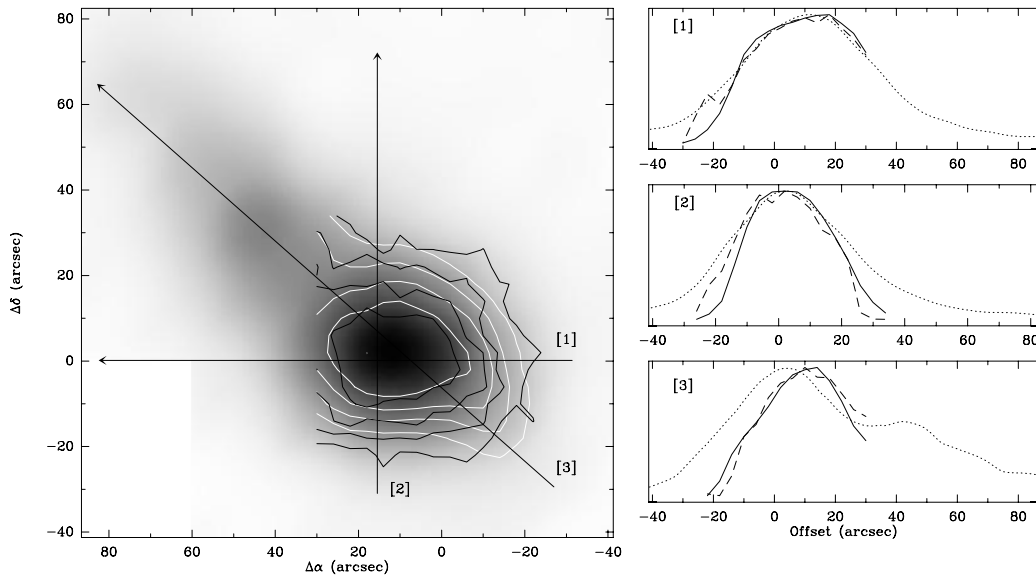


FIG. 3.37 – Contours de l'émission intégrée de $C_2H(2-1)$ – en noir – et de l'émission intégrée de $^{12}CO(2-1)$ vu au 30m – en blanc. Ces données OTF acquises simultanément sont superposés à une carte de l'émission de $^{12}CO(2-1)$ vu au CSO. Sur les coupes, CO observé au 30m est tracé en trait plein, CO observé au CSO est tracé en pointillés et C_2H est tracé en trait discontinu. Les largeurs à mi-hauteur des profils [1] et [2] peuvent être utilisés pour estimer les tailles des zones d'émission (voir texte).

Dans leur étude sur la structure physique et chimique de IC 63, Jansen et al. (1994) adoptent une taille de source de $30 \times 20 \text{ arcsec}^2$ pour corriger leurs

observations des effets de dilution dans le lobe. Comme ils le notent eux-mêmes, cette correction, qu'ils appliquent à toutes leurs données excepté CO et CS, n'est pas forcément adaptée à toutes les espèces. Ils n'ont malheureusement qu'un point de mesure pour C₂H, fait avec un seul instrument, et ne donnent donc aucune garantie sur la fiabilité de la correction pour cette molécule.

En réalité, l'émission de C₂H(1-0) provient certainement d'une zone plus étendue que 600 arcsec². Sur la figure 3.37, les cartes IRAM *OTF* de ¹²CO (2-1) et C₂H(1-0) sont superposées à la carte *OTF* de ¹²CO (2-1) obtenue au CSO. Globalement, les contours CO et C₂H sont similaires. De même que pour CO, nous pouvons estimer les dimensions de la zone d'émission de C₂H par la méthode des gaussiennes (voir section 3.3.3). Les largeurs à mi-hauteur des profils C₂H le long des coupes [1] et [2] – 50 et 33 arcsec respectivement, vues par un lobe de 28 arcsec – sont compatibles avec un angle solide d'émission de 40×18 \simeq 700 arcsec². Cependant, la coupe [3] indique que C₂H est probablement étendu vers le second pic CO. Ainsi c'est la taille de la carte qui limite les dimensions de la source bien plus que la zone réelle d'émission. Cela apparait nettement sur la figure 3.39: au point (+45,+30), la puissance rayonnée par la raie N = 1-0 vaut près de 90% de celle rayonnée en (0,0) – alors que, comparativement, ¹²CO (2-1) en (+45,+30) ne rayonne que 70% de la puissance rayonnée en (0,0). L'émission de C₂H est donc clairement étendue dans IC 63. Nous supposons par la suite qu'elle l'est autant que ¹²CO, et nous utiliserons donc un angle solide de 1000 arcsec² plutôt que les 700 arcsec² calculés plus haut et certainement sous-estimés.

3.3.5 C₃H, C₃H₂ et C₄H dans IC 63

En plus de C₂H, nous avons cherché plusieurs autres hydrocarbures dans IC 63: *c*-C₃H, *l*-C₃H, *c*-C₃H₂, C₄H, H₂C₄ et CH₃CCH. La figure 3.38 résume les points clefs de ces observations. Sur cette figure, toutes les échelles de température sont en T_A^{*}. Deux espèces ne sont pas représentées: H₂C₄, que nous n'avons pas détecté à 98245.016 MHz – transition 11_{0,11}→10_{0,10} – le long de la coupe indiquée figure 3.38 (pour un bruit r.m.s. de 8 mK), et CH₃CCH – transition 5→4 avec K=0,1,2 à $\nu \sim 85455$ MHz – que nous n'avons pas détecté pour un bruit r.m.s. de 13 mK le long de la même coupe. Nous présentons en revanche deux spectres vers 91.7 et 98 GHz qui rendent compte, pour une intensité de bruit de 12 et 4 mK respectivement, de la non-détection des isomères cyclique et linéaire de C₃H.

La transition N = 9-8 de C₄H est détectée avec un bon rapport signal-sur-bruit en (0,0). A la position (+20,+20), nous la détectons encore – quoique marginalement (S/N \simeq 3) – ce qui laisse penser que l'émission

de cette molécule pourrait s'étendre jusqu'au second pic des hydrocarbures (+45,+30).

L'isomère cyclique de C_3H_2 est principalement vu par sa raie à 85 GHz. Cependant, nous détectons aussi la raie $3_{3,0} \rightarrow 2_{2,1}$ à 216 GHz au point (+20,-20), et, marginalement ($S/N \simeq 3$), la raie $1_{1,0} \rightarrow 1_{0,1}$ à 18 GHz au point (+10,-10).

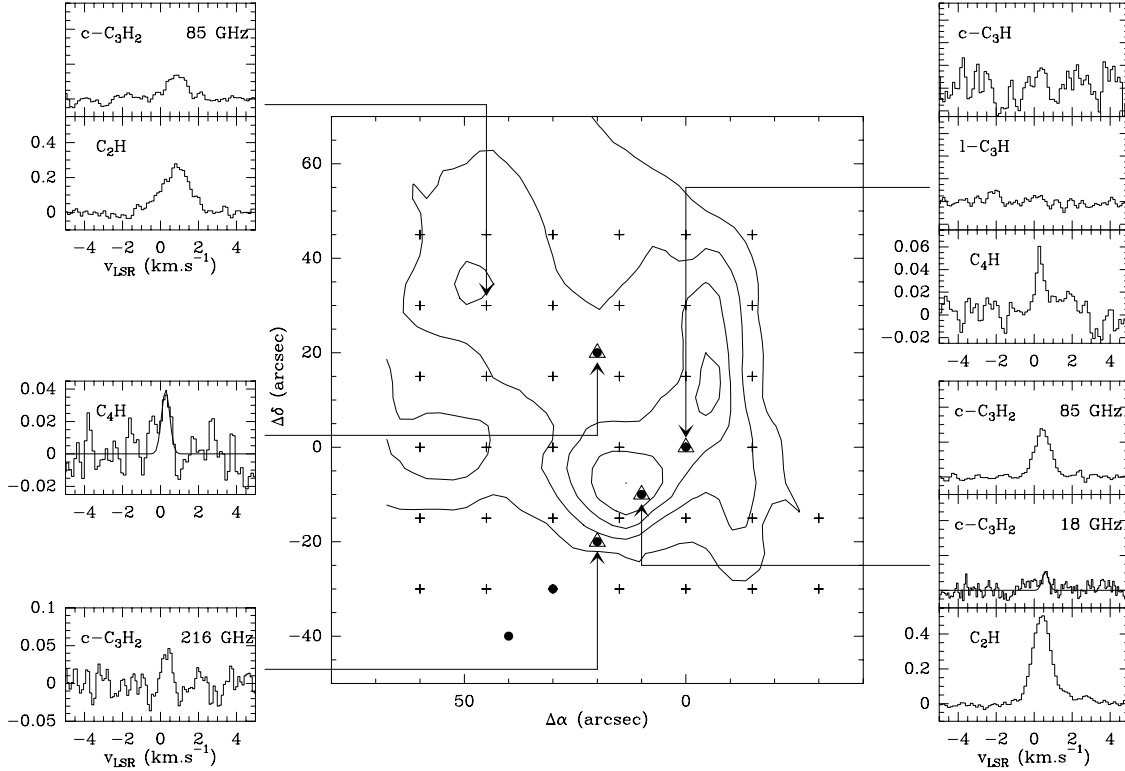


FIG. 3.38 – **Carte centrale:** Positions observées simultanément dans les transitions de C_2H , $c-C_3H$, $l-C_3H$, $c-C_3H_2$ à 85 et 216 GHz, C_4H , H_2C_4 et CH_3CCH (cercles pleins), C_2H et $c-C_3H_2$ (croix), $c-C_3H_2$ à 18 GHz (triangles). L'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2\mu m$ est tracée en contours. **Colonne de droite:** Spectres présentant une intensité maximale (et positions où ils ont été observés). **Colonne de gauche (de haut en bas):** Spectres de C_2H et $c-C_3H_2$ au second maximum. Spectre de C_4H à la position la plus excentrée que nous ayons observée vers le second pic des hydrocarbures. Détection de $c-C_3H_2$ ($3_{3,0} \rightarrow 2_{2,1}$).

Etendue de l'émission des hydrocarbures

Parmi les hydrocarbures que nous avons détecté dans IC 63, $c\text{-C}_3\text{H}_2$ est celui qui présente le plus de similarités avec C_2H . En particulier, il est vu avec un bon rapport signal-sur-bruit en (+45,+30), dans la queue d'émission du gaz moléculaire (voir figure 3.39). A cette position, l'émission de sa transition à 85.3 GHz représente encore 70% de sa valeur en (0,0). Comme pour CO et C_2H , nous ferons l'hypothèse d'une taille de source de 1000 arcsec².

Sur la figure 3.39, on constate aussi que l'émission de C_2H et $c\text{-C}_3\text{H}_2$ est plus étendue vers la queue que celle de ^{13}CO . Si un effet de photodissociation sélective (déjà observé dans la Tête de Cheval) est bien la cause de la chute du rapport $^{13}\text{CO}/\text{CO}$ entre les positions (0,0) et (+45,+30), alors l'intensité de l'émission des hydrocarbures vers la queue – qui reste importante – signifie qu'ils sont présents dans la partie éclairée de la PDR.

Pour les autres hydrocarbures (C_4H , $c\text{-C}_3\text{H}$, $l\text{-C}_3\text{H}$), nous ne disposons pas des données qui nous permettraient de déterminer l'étendue de l'émission vers la queue. Les raies d'émission de ces espèces étant faibles, nous sommes tentés de dire qu'elles émettent depuis des régions plus confinées que C_2H et $c\text{-C}_3\text{H}_2$. Cependant, par soucis d'homogénéité – et comme nous n'avons aucun moyen de quantifier la taille de la zone d'émission – nous appliquerons à ses raies les mêmes facteurs correctifs qu'à C_2H . Dans la Tête de Cheval, nous avons vu que C_4H s'étendait aussi loin que C_2H . Le facteur correctif que nous appliquons est donc probablement correct pour cette molécule. Pour $c\text{-C}_3\text{H}$ et $l\text{-C}_3\text{H}$, les températures de brillance que nous donnons doivent *a priori* être regardées comme des limites inférieures.

3.3.6 Abondances moléculaires

Température cinétique et densité dans IC 63

Une estimation de la température cinétique du gaz dans IC 63 nous est donnée par la transition 2→1 – supposée épaisse – du monoxyde de carbone. Dans l'approximation de Rayleigh-Jeans, la température de brillance de la source s'exprime simplement $T_b = T_{ex} - T_{bg}$. Elle est liée à la température de lobe d'antenne (T_{MB}) par la relation $T_b = T_{MB}(1 + \Omega_B/\Omega_S)$ où Ω_B et Ω_S sont respectivement les angles solides sous-tendus par la source et le lobe principal. Donc $T_k = T_{MB}(1 + \Omega_B/\Omega_S) + T_{bg}$, où $T_{bg} = 2.7\text{ K}$. Appliquée à $^{12}\text{CO}(2-1)$ au point (0,0), cette relation donne $T_k = 48 \pm 2\text{ K}$. Un résultat en excellent accord avec les travaux de Jansen et al. (1994).

La température cinétique est-elle constante dans le nuage? Si nous appliquons le raisonnement précédent au point (+45,+30), on obtient un résultat – 25 K – qui indique que les conditions physiques ne sont pas homogènes

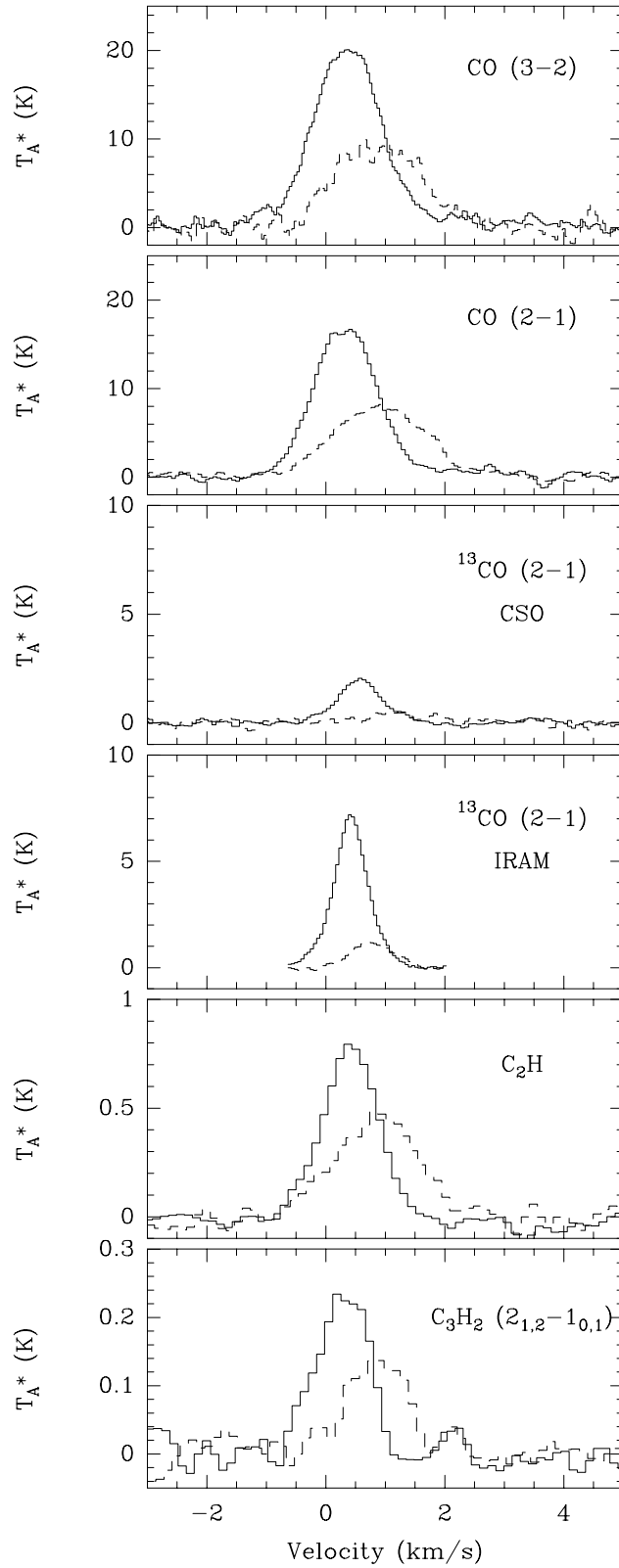


FIG. 3.39 – Raies moléculaires aux points $(0,0)$ – trait continu – et $(+45,+30)$ – trait segmenté. Les trois premiers spectres ont été obtenus au CSO, les trois suivants à l'IRAM. Pour C_2H , nous avons représenté la **somme** des transitions hyperfines de $N = 1 - 0$. On constate que l'émission dans la queue est décalée vers les vitesses positives.

dans IC 63. Cependant, nous ne pouvons probablement pas considérer que l'émission de ^{12}CO (2–1) est épaisse à cette position. L'intensité de la raie de ^{13}CO (2–1) – 1.2 K soit seulement 20% de sa valeur en (0,0) – suggère en effet que l'émission de l'isotope principal y est optiquement mince. Les 25 K sont donc une limite inférieure de T_k dans la queue de la nébuleuse.

Densités de colonne et abondances

Comme nous l'avons montré plus haut, une partie des observations ne peut être utilisée pour cartographier l'abondance des hydrocarbures C_2H et $c\text{-C}_3\text{H}_2$ à cause des problèmes de pointage rencontrés lors des observations (été 2001). Il est cependant possible de calculer – et de comparer en chaque point – les abondances de ces deux espèces qui ont été observées simultanément.

Les fits des quatre principales raies hyperfines de C_2H (1–0) sont listées dans le tableau 3.13. Dans plus de 80% des cas, les intensités relatives des raies hyperfines sont compatibles avec une émission optiquement mince – $\tau \leq 1$ pour la raie principale – et dans tous les cas, nous avons $\tau \leq 3$. Nous considérerons donc par la suite que l'émission de C_2H (1–0) est optiquement mince dans IC 63.

Le calcul des densités de colonne de C_2H requiert une estimation de la température d'excitation de la transition 1→0. Dans l'hypothèse de l'ETL, nous pouvons la calculer en utilisant la transition 3→2 puisque le rapport $T_b(3-2)/T_b(1-0)$ est sensible à T_{ex} . Nous avons observé C_2H (3–2) en trois points autour de (0,0). En moyennant ces observations, nous obtenons les fits suivants (la première raie correspond à la transition $N=3-2$, $J=7/2-5/2$, $F=4-3$, à 262004.2266 MHz):

Area (K km s ⁻¹)	T_A^* (K)	Δv (km s ⁻¹)	V_{LSR} (km s ⁻¹)
0.12(0.02)	0.088(0.014)	1.33(0.22)	0.47(0.09)
0.13(0.02)	0.086(0.014)	1.45(0.23)	-2.12(0.08)

En moyenne, autour de la position (0,0), l'aire intégrée de la raie principale de C_2H (3–2) vaut donc 0.1–0.15 K km s⁻¹ et sa température d'antenne (ramenée à une largeur de raie de 1 km s⁻¹) 0.1–0.14 K. De même, pour la raie principale de C_2H (1–0) nous avons $T_A^* = 0.23\text{--}0.38$ K. Les largeurs de lobe d'antenne étant équivalentes compte-tenu des diamètres des télescopes et des fréquences utilisées, tout comme les *beam efficiencies*, nous pouvons utiliser le rapport des températures d'antennes pour calculer la température d'excitation de C_2H à l'ETL. On obtient (voir figure 3.40) $T_{ex} = 5.8\text{--}8$ K.

TAB. 3.13 – Paramètres des raies de $C_2H(1-0)^1$ et densités de colonne

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot} 10 ¹³ cm ⁻²
(-30,-30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(-30,-15)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(-15,-30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(-15,-15)	0.21(0.01) 0.09(0.01)	0.17(0.02) 0.08(0.02) < 0.06 < 0.06	1.16(0.06) 1.16(0.00)	0.49(0.04)	2.19–2.54
(-15, 0)	0.28(0.01) 0.14(0.01) 0.08(0.01) 0.06(0.01)	0.24(0.02) 0.12(0.02) 0.08(0.02) 0.05(0.02)	1.10(0.04) 1.10(0.00) 0.98(0.06) 0.98(0.00)	0.37(0.02)	3.09–3.58
(-15, 15)	0.27(0.01) 0.12(0.01) 0.07(0.01)	0.17(0.02) 0.07(0.02) 0.08(0.02)	1.53(0.06) 1.53(0.00) 0.80(0.07)	0.36(0.04)	2.19–2.54
(-15, 30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(-15, 45)		< 0.09 < 0.09 < 0.06 < 0.06			< 1.34
(0,-30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(0,-15)	0.25(0.02) 0.11(0.01) 0.12(0.01) 0.04(0.01)	0.23(0.03) 0.10(0.03) 0.12(0.02) 0.04(0.02)	1.04(0.05) 1.04(0.00) 0.92(0.07) 0.92(0.00)	0.39(0.03)	2.96–3.43
(0, 0)	0.32(0.00) 0.21(0.01) 0.23(0.01) 0.09(0.01)	0.38(0.03) 0.24(0.03) 0.20(0.02) 0.08(0.02)	0.80(0.02) 0.80(0.00) 1.06(0.04) 1.06(0.00)	0.42(0.02)	4.89–5.67
(0, 15)	0.32(0.00) 0.20(0.02) 0.14(0.01) 0.03(0.01)	0.30(0.03) 0.18(0.03) 0.17(0.03) 0.04(0.03)	1.00(0.03) 1.00(0.00) 0.76(0.06) 0.76(0.00)	0.39(0.02)	3.86–4.48
(0, 30)	0.28(0.02) 0.14(0.02)	0.16(0.03) 0.08(0.03)	1.68(0.07) 1.68(0.00)	0.20(0.05)	2.06–2.39
(0, 45)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(15,-30)	0.06(0.01) 0.02(0.01)	0.05(0.03) 0.02(0.03) < 0.06 < 0.06	1.05(0.13) 1.05(0.00)	0.48(0.12)	0.64–0.75
(15,-15)	0.23(0.02) 0.14(0.02)	0.19(0.03) 0.12(0.03) < 0.06 < 0.06	1.10(0.05) 1.10(0.00)	0.47(0.04)	2.45–2.84
(15, 0)	0.32(0.00) 0.25(0.02) 0.23(0.01) 0.08(0.01)	0.31(0.04) 0.24(0.04) 0.22(0.03) 0.08(0.03)	0.98(0.03) 0.98(0.00) 0.97(0.04) 0.97(0.00)	0.42(0.03)	3.99–4.63
(15, 15)	0.32(0.00) 0.26(0.02) 0.18(0.02) 0.03(0.02)	0.28(0.04) 0.23(0.04) 0.15(0.03) 0.02(0.03)	1.07(0.03) 1.07(0.00) 1.14(0.09) 1.14(0.00)	0.52(0.03)	3.61–4.18
(15, 30)	0.30(0.02) 0.14(0.02) 0.17(0.02) 0.05(0.02)	0.17(0.03) 0.08(0.03) 0.10(0.03) 0.03(0.03)	1.71(0.08) 1.71(0.00) 1.63(0.13) 1.63(0.00)	0.45(0.05)	2.19–2.54
(15, 45)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90

TAB. 3.14 – Suite du tableau 3.13

Position	Area ¹ (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot} 10 ¹³ cm ⁻²
(30,-30)	0.09(0.01) 0.07(0.01)	0.09(0.03) 0.07(0.03) < 0.06 < 0.06	0.88(0.07) 0.88(0.00)	0.36(0.06)	1.16–1.34
(30,-15)	0.32(0.00) 0.16(0.02) 0.13(0.01)	0.25(0.03) 0.13(0.03) 0.12(0.02)	1.19(0.04) 1.19(0.00) 1.07(0.07)	0.50(0.03)	3.22–3.73
(30, 0)	0.06(0.01) 0.32(0.00) 0.23(0.02) 0.15(0.01)	0.05(0.02) 0.29(0.03) 0.21(0.03) 0.14(0.02)	1.07(0.00) 1.04(0.03) 1.04(0.00) 0.99(0.05)	0.51(0.02)	3.73–4.33
(30, 15)	0.07(0.01) 0.49(0.02) 0.38(0.02) 0.10(0.01)	0.07(0.02) 0.24(0.03) 0.19(0.03) 0.09(0.02)	0.99(0.00) 1.90(0.04) 1.90(0.00) 1.09(0.10)	0.73(0.04)	3.09–3.58
(30, 30)	0.07(0.01) 0.32(0.00) 0.11(0.02)	0.06(0.02) 0.18(0.03) 0.06(0.03) < 0.06 < 0.06	1.09(0.00) 1.70(0.05) 1.70(0.00)	0.76(0.05)	2.32–2.69
(30, 45)	0.27(0.02) 0.16(0.02) 0.04(0.01) 0.01(0.01)	0.11(0.02) 0.07(0.02) 0.07(0.02) 0.03(0.02)	2.23(0.11) 2.23(0.00) 0.52(0.07) 0.52(0.00)	0.59(0.07)	1.42–1.64
(45,-30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(45,-15)	0.13(0.01) 0.11(0.01) 0.06(0.01)	0.10(0.02) 0.09(0.02) 0.04(0.02)	1.15(0.07) 1.15(0.00) 1.22(0.26)	0.47(0.05)	1.29–1.49
(45, 0)	0.02(0.01) 0.32(0.00) 0.20(0.02) 0.17(0.02)	0.01(0.02) 0.17(0.03) 0.11(0.03) 0.10(0.02)	1.22(0.00) 1.72(0.05) 1.72(0.00) 1.63(0.09)	0.79(0.04)	2.19–2.54
(45, 15)	0.04(0.01) 0.32(0.00) 0.20(0.02) 0.22(0.02)	0.02(0.02) 0.23(0.03) 0.14(0.03) 0.13(0.02)	1.63(0.00) 1.28(0.03) 1.28(0.00) 1.57(0.07)	0.90(0.03)	2.96–3.43
(45, 30)	0.10(0.01) 0.32(0.00) 0.25(0.02) 0.16(0.01)	0.06(0.02) 0.21(0.03) 0.17(0.03) 0.10(0.02)	1.57(0.00) 1.41(0.04) 1.41(0.00) 1.47(0.07)	0.88(0.03)	2.70–3.13
(45, 45)	0.10(0.01) 0.30(0.02) 0.18(0.02) 0.08(0.01) 0.05(0.01)	0.07(0.02) 0.18(0.03) 0.11(0.03) 0.06(0.02) 0.03(0.02)	1.47(0.00) 1.57(0.06) 1.57(0.00) 1.34(0.10) 1.34(0.00)	1.02(0.04)	2.32–2.69
(60,-30)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(60,-15)		< 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06 < 0.06			< 0.90
(60, 0)	0.25(0.02) 0.13(0.02) 0.09(0.01) 0.01(0.01)	0.13(0.03) 0.07(0.03) 0.09(0.02) 0.01(0.02)	1.88(0.11) 1.88(0.00) 0.89(0.07) 0.89(0.00)	0.74(0.07)	1.67–1.94
(60, 15)	0.31(0.02) 0.19(0.02) 0.19(0.01) 0.08(0.01)	0.15(0.03) 0.09(0.03) 0.10(0.02) 0.04(0.02)	1.95(0.07) 1.95(0.00) 1.76(0.08) 1.76(0.00)	0.86(0.05)	1.93–2.24
(60, 30)	0.32(0.00) 0.14(0.02) 0.18(0.02) 0.10(0.01)	0.21(0.03) 0.09(0.03) 0.09(0.02) 0.05(0.02)	1.44(0.05) 1.44(0.00) 1.91(0.10) 1.91(0.00)	1.06(0.04)	2.70–3.13
(60, 45)	0.26(0.02) 0.11(0.01) 0.12(0.01) 0.07(0.01)	0.17(0.03) 0.07(0.03) 0.12(0.02) 0.07(0.02)	1.43(0.06) 1.43(0.00) 0.93(0.04) 0.93(0.00)	1.28(0.04)	2.19–2.54

¹Transitions (J=3/2–1/2, F=2–1), (J=3/2–1/2, F=1–0),
(J=1/2–1/2, F=1–1) et (J=1/2–1/2, F=0–1).

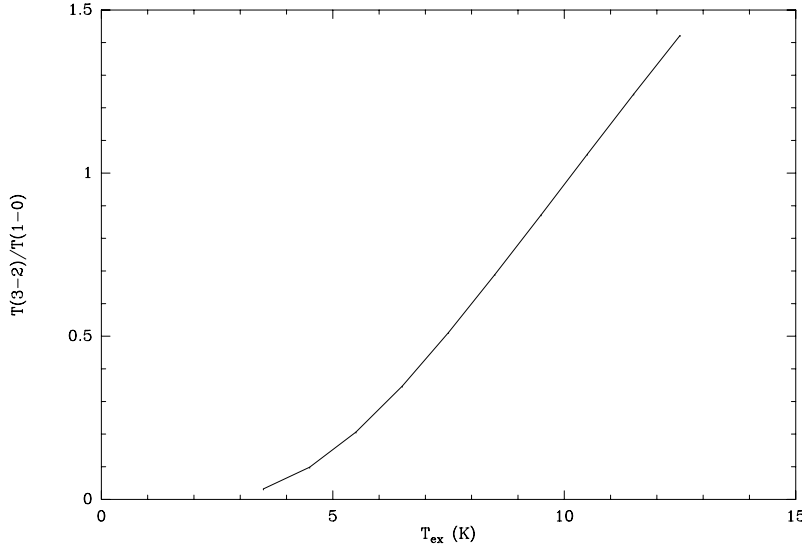


FIG. 3.40 – Variations de la température d'excitation de C_2H en fonction du rapport d'intensité des raies principales des transitions $N = 3-2$ et $N = 1-0$.

Dans le régime optiquement mince et pour T_{ex} comprise entre 5.8 et 8 K, nous avons $N_{tot} = (6.3 \rightarrow 7.3) \times 10^{13} \int T_b dv$, où N_{tot} s'exprime en cm^{-2} et $\int T_b dv$ – l'aire intégrée de la raie principale de C_2H (1–0) – en $K km s^{-1}$. Nous appliquons cette relation pour toutes les positions dans IC 63. Les densités de colonne sont donnés dans le tableau 3.13.

Nous avons listé dans le tableau 3.15 les fits de la transition $2_{1,2}-1_{0,1}$ de $c-C_3H_2$. La position des centroïdes est cohérente avec celle de C_2H : les deux molécules émettent depuis le même volume de gaz. En particulier, on remarque pour les deux espèces une augmentation de la vitesse des raies depuis le bord vers la queue de la nébuleuse. Aux température et densité moyenne dans IC 63 (soit $T_K = 50 K$ et $n_{H_2} = 5 \times 10^4 cm^{-3}$ d'après Jansen et al. 1994), l'opacité de $c-C_3H_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ est supérieure à 1 si $N(c-C_3H_2) > 2 \times 10^{13} cm^{-2}$ (d'après le code LVG). Le signal attendu vaut alors 2.8 K, soit un ordre de grandeur de plus que les températures observées. Nous en concluons que l'émission de $c-C_3H_2$ à 87 GHz est mince dans IC 63.

A l'aide de notre code LVG, nous avons calculé les densités de colonne de $c-C_3H_2$ pour trois types de conditions physiques: a) $n_{H_2} = 3 \times 10^4 cm^{-3}$ et $T_k = 50 K$, b) $n_{H_2} = 5 \times 10^4 cm^{-3}$ et $T_k = 25 K$, c) $n_{H_2} = 7 \times 10^4 cm^{-3}$ et $T_k = 50 K$. Considérées ensemble, les conditions (a) et (c) correspondent à un milieu isotherme – voir plus haut notre estimation de T_k – de den-

sité $(5\pm 2)\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Jansen et al., 1994). La condition (b) correspond à un milieu homogène et plus froid, nous l'appliquons uniquement aux positions telles que $\Delta x \geq 30''$ (la queue de la nébuleuse, probablement plus froide).

Les observations de $^{13}\text{CO}(2-1)$ sont récapitulées dans le tableau 3.16. Les décalages en vitesse des raies sont compatibles avec les données C_2H et $c\text{-C}_3\text{H}_2$. En particulier, on note la dérive de la position des centroïdes entre le bord du nuage et la queue (voir figure 3.39). Encore une fois, nous avons calculé les densités de colonne pour trois conditions physiques différentes.

TAB. 3.15 – Paramètres des raies et densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$)

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N ^a (10 ¹² cm ⁻²)	N ^b (10 ¹² cm ⁻²)	N ^c (10 ¹² cm ⁻²)
-30,-30		< 0.06			< 0.96		< 0.61
-30,-15		< 0.08			< 1.28		< 0.81
-15,-30		< 0.06			< 0.96		< 0.61
-15,-15	0.11(0.01)	0.09(0.02)	1.17(0.12)	0.35(0.05)	1.76		1.13
-15, 0	0.09(0.01)	0.11(0.02)	0.78(0.10)	0.25(0.04)	1.41		0.91
-15, 15	0.09(0.01)	0.09(0.02)	1.00(0.12)	0.23(0.05)	1.48		0.96
-15, 30		< 0.06			< 0.96		< 0.61
-15, 45		< 0.06			< 0.96		< 0.61
0,-30		< 0.06			< 0.96		< 0.61
0,-15	0.11(0.01)	0.14(0.02)	0.77(0.08)	0.39(0.03)	1.83		1.15
0, 0	0.26(0.01)	0.24(0.02)	1.00(0.04)	0.29(0.02)	4.15		2.64
0, 15	0.27(0.02)	0.17(0.02)	1.51(0.11)	0.36(0.04)	1.67		2.72
0, 30	0.13(0.01)	0.11(0.02)	1.08(0.15)	0.19(0.05)	2.00		1.27
0, 45		< 0.06			< 0.96		< 0.61
15,-30		< 0.06			< 0.96		< 0.61
15,-15	0.17(0.01)	0.14(0.02)	1.18(0.10)	0.43(0.05)	2.77		1.75
15, 0	0.28(0.02)	0.22(0.03)	1.16(0.08)	0.46(0.03)	4.36		2.72
15, 15	0.21(0.02)	0.16(0.03)	1.25(0.20)	0.45(0.05)	3.39		2.13
15, 30	0.15(0.02)	0.08(0.02)	1.82(0.23)	0.59(0.10)	2.40		1.56
15, 45		< 0.07			< 1.12		< 0.71
30,-30		< 0.08			< 1.28	< 1.03	< 0.81
30,-15	0.25(0.02)	0.18(0.03)	1.30(0.10)	0.23(0.04)	3.95	3.24	2.47
30, 0	0.32(0.02)	0.20(0.02)	1.49(0.09)	0.43(0.04)	5.07	4.13	3.20
30, 15	0.16(0.01)	0.12(0.02)	1.23(0.12)	0.70(0.06)	2.48	2.01	1.59
30, 30	0.12(0.02)	0.08(0.02)	1.48(0.26)	0.74(0.09)	1.93	1.59	1.25
30, 45		< 0.06			< 0.96	< 0.77	< 0.61
45,-30		< 0.06			< 0.96	< 0.77	< 0.61
45,-15	0.16(0.02)	0.08(0.02)	1.84(0.21)	0.65(0.08)	2.44	1.98	1.57
45, 0	0.18(0.02)	0.10(0.02)	1.67(0.17)	0.78(0.07)	2.75	2.28	1.76
45, 15	0.16(0.02)	0.11(0.02)	1.38(0.17)	0.77(0.06)	2.48	2.06	1.60
45, 30	0.18(0.01)	0.14(0.02)	1.21(0.11)	0.86(0.05)	2.87	2.36	1.81
45, 45	0.13(0.01)	0.08(0.02)	1.52(0.19)	0.98(0.08)	2.00	1.66	1.28
60,-30		< 0.06			< 0.96	< 0.77	< 0.61
60,-15		< 0.06			< 0.96	< 0.77	< 0.61
60, 0	0.09(0.01)	0.05(0.02)	1.67(0.24)	0.70(0.11)	1.37	1.13	0.85
60, 15		< 0.06			< 0.96	< 0.77	< 0.61
60, 30	0.09(0.01)	0.08(0.02)	1.04(0.14)	0.99(0.07)	1.36	1.13	0.88
60, 45	0.12(0.01)	0.06(0.02)	1.77(0.19)	1.26(0.10)	1.75	1.43	1.12

^aPour n_{H2} = 3×10⁴ cm⁻³, T_k = 50 K et un rapport o/p = 3^bPour n_{H2} = 5×10⁴ cm⁻³, T_k = 25 K et un rapport o/p = 3^cPour n_{H2} = 7×10⁴ cm⁻³, T_k = 50 K et un rapport o/p = 3

TAB. 3.16 – Paramètres des raies et densités de colonne de $^{13}\text{CO}(2-1)$

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A [*] (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N ^a (10 ¹⁵ cm ⁻²)	N ^b (10 ¹⁵ cm ⁻²)	N ^c (10 ¹⁵ cm ⁻²)
-30,-30		< 0.19			< 0.19		< 0.21
-30,-15		< 0.19			< 0.19		< 0.21
-15,-30		< 0.19			< 0.19		< 0.21
-15,-15	1.19(0.04)	1.31(0.11)	0.85(0.03)	0.44(0.01)	1.19		1.32
-15, 0	1.26(0.03)	1.48(0.10)	0.80(0.03)	0.30(0.01)	1.26		1.44
-15, 15	0.30(0.02)	0.32(0.04)	0.90(0.06)	0.38(0.02)	0.29		0.33
-15, 30		< 0.19			< 0.19		< 0.21
0,-30		< 0.49			< 0.49		< 0.54
0,-15	0.81(0.05)	0.50(0.11)	1.51(0.13)	0.55(0.04)	0.79		0.89
0, 0	5.06(0.05)	6.86(0.17)	0.69(0.01)	0.42(0.00)	6.08		6.61
0, 15	2.32(0.04)	3.06(0.13)	0.71(0.01)	0.42(0.01)	2.44		2.74
0, 30		< 0.42			< 0.42		< 0.47
15,-30		< 0.34			< 0.34		< 0.38
15,-15		< 0.51			< 0.51		< 0.57
15, 0	2.22(0.03)	2.76(0.11)	0.76(0.01)	0.30(0.01)	2.36		2.61
15, 15	1.34(0.05)	1.67(0.17)	0.76(0.03)	0.50(0.01)	1.39		1.55
15, 30		< 0.57			< 0.57		< 0.63
15, 45		< 0.19			< 0.19		< 0.21
30,-30		< 0.33			< 0.33	< 0.29	< 0.37
30,-15	0.41(0.03)	0.69(0.13)	0.56(0.05)	0.23(0.02)	0.41	0.36	0.46
30, 0	2.35(0.06)	2.40(0.18)	0.92(0.03)	0.38(0.01)	2.46	2.26	2.70
30, 15	0.27(0.03)	0.42(0.13)	0.59(0.07)	0.75(0.04)	0.26	0.22	0.31
30, 30		< 0.76			< 0.76	< 0.67	< 0.84
30, 45		< 0.17			< 0.17	< 0.15	< 0.19
45,-30		< 0.21			< 0.21	< 0.18	< 0.23
45,-15		< 0.21			< 0.21	< 0.18	< 0.23
45, 0		< 0.19			< 0.19	< 0.17	< 0.21
45, 15		< 0.19			< 0.19	< 0.17	< 0.21
45, 30	1.07(0.02)	1.19(0.06)	0.84(0.02)	0.78(0.01)	1.06	0.95	1.21
45, 45		< 0.36			< 0.36	< 0.32	< 0.40
60,-30		< 0.57			< 0.57	< 0.50	< 0.63
60,-15		< 0.18			< 0.18	< 0.16	< 0.20
60, 0		< 0.16			< 0.16	< 0.14	< 0.18
60, 15		< 0.20			< 0.20	< 0.18	< 0.22
60, 30		< 0.28			< 0.28	< 0.25	< 0.31
60, 45	0.47(0.04)	0.44(0.09)	1.00(0.09)	1.31(0.04)	0.46	0.40	0.52

^aPour n_{H2} = 3×10⁴ cm⁻³ et T_k = 50 K^bPour n_{H2} = 5×10⁴ cm⁻³ et T_k = 25 K^cPour n_{H2} = 7×10⁴ cm⁻³ et T_k = 50 K

Les abondances relatives sont données dans le tableau 3.17. La moyenne du rapport $[c\text{-C}_3\text{H}_2]/[\text{C}_2\text{H}]$ vaut environ 7×10^{-2} , avec un écart-type de 3×10^{-2} . La valeur moyenne de $[\text{C}_2\text{H}]/[^{13}\text{CO}]$ vaut 4×10^{-2} , avec une dispersion relativement plus importante (de l'ordre de 3×10^{-2}). Ces excursions sont dues aux fortes variations d'abondances observées pour ^{13}CO .

Rappelons que – compte tenu des problèmes de pointage rencontrés – les informations de position des tableaux 3.13 à 3.17 sont indicatives. Les rapports d'abondance en chaque point (tableau 3.17), en revanche, sont *a priori* corrects puisque toutes les espèces ont été observées simultanément.

Nous avons observé d'autres espèces moléculaires le long d'une coupe de 5

TAB. 3.17 – *Abondances relatives de $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_2H et ^{13}CO*

Position	$[c\text{-C}_3\text{H}_2]/[\text{C}_2\text{H}]^a$ (10^{-2})	$[\text{C}_2\text{H}]/[^{13}\text{CO}]^a$ (10^{-2})	$[c\text{-C}_3\text{H}_2]/[\text{C}_2\text{H}]^b$ (10^{-2})	$[\text{C}_2\text{H}]/[^{13}\text{CO}]^b$ (10^{-2})
-30,-30				
-30,-15				
-15,-30				
-15,-15	4.4-8.0	1.7-1.9		
-15, 0	2.4-4.5	2.1-2.8		
-15, 15	3.7-6.8	6.6-8.8		
-15, 30				
-15, 45				
0,-30				
0,-15	3.3-6.1	3.3-4.3		
0, 0	4.7-8.5	0.7-0.9		
0, 15	3.7-7.1	1.4-1.8		
0, 30	5.3-9.7	> 4.3		
0, 45				
15,-30	< 15.1	> 1.9		
15,-15	4.1-11.3	> 4.3		
15, 0	5.9-10.9	1.5-2.0		
15, 15	5.1-9.3	2.3-3.0		
15, 30	6.1-10.9	> 3.5		
15, 45				
30,-30	< 9.6	> 3.1	< 11.7	> 4.0
30,-15	6.7-12.3	7.0-9.1	11.6-13.3	8.9-10.4
30, 0	7.3-13.6	1.4-1.8	12.7-14.8	1.7-1.9
30, 15	4.4-8.0	10.0-13.8	7.5-8.7	14.0-16.3
30, 30	4.7-8.4	> 3.1	7.9-9.2	> 3.5
30, 45	< 6.8	> 7.5	< 7.2	> 6.5
45,-30				
45,-15	10.5-18.9	> 5.6	17.7-20.4	> 7.2
45, 0	8.0-10.8	> 11.5	12-13.9	> 12.9
45, 15	4.7-8.4	> 15.6	8.0-9.3	> 17.4
45, 30	5.7-10.7	2.2-3.0	10.0-11.6	2.8-3.3
45, 45	4.8-8.7	> 5.8	8.3-9.6	> 7.3
60,-30				
60,-15				
60, 0	4.4-8.3	> 9.3	7.7-9.1	> 11.9
60, 15	< 4.9	> 8.8	< 5.3	> 10.7
60, 30	2.8-5.1	> 8.7	4.8-5.6	> 10.8
60, 45	4.4-8.0	4.2-5.5	7.5-8.7	5.5-6.4

^aPour $n_{\text{H}_2} = (5 \pm 2) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_k = 50 \text{ K}$ ^bPour $n_{\text{H}_2} = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_k = 25 \text{ K}$

points allant des positions (0,0) à (40,-40). Les fits et les densités de colonne sont donnés dans les tableaux 3.18 à 3.22. Pour le calcul des températures de brillance, nous avons utilisé une taille de source de 1000 arcsec², excepté pour C¹⁸O où une taille de 400 arcsec² – identique à celle calculée pour ¹³CO – nous a paru plus réaliste. La densité de colonne de C₄H est calculée grâce au code LVG.

Des limites supérieures de densités de colonne peuvent être calculées pour *c*-C₃H, *l*-C₃H, HN¹³C et CH₃CCH (non détectés). Pour les isomères de C₃H, nous calculons ces valeurs en supposant que la température d'excitation des transitions est similaire à celle déterminée dans la Tête de Cheval ($T_{ex} = 5-12$ K). Pour les autres espèces, nous faisons l'hypothèse d'un milieu homogène ($T_k = 50$ K et $n_{H_2} = 5 \times 10^4$ cm⁻³). On obtient: $N(c\text{-C}_3\text{H}) \leq 1.2 \times 10^{12}$ cm⁻², $N(l\text{-C}_3\text{H}) \leq 5.8 \times 10^{12}$ cm⁻², $N(\text{HN}^{13}\text{C}) \leq 1.1 \times 10^{11}$ cm⁻² et $N(\text{CH}_3\text{CCH}) \leq 4.0 \times 10^{12}$ cm⁻².

TAB. 3.18 – Paramètres des raies de C¹⁸O (2-1) et densités de colonne

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A * (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N ^a (10 ¹⁴ cm ⁻²)	N ^b (10 ¹⁴ cm ⁻²)	N ^c (10 ¹⁴ cm ⁻²)
(0, 0)	0.14(0.01)	0.19(0.02)	0.67(0.05)	0.42(0.02)	1.15		1.31
(10,-10)	0.04(0.01)	0.07(0.03)	0.52(0.16)	0.30(0.07)	0.33		0.37
(20,-20)	0.04(0.01)	0.05(0.02)	0.75(0.16)	0.52(0.08)	0.33		0.37
(30,-30)		< 0.08			< 0.34	< 0.30	< 0.38
(40,-40)		< 0.08			< 0.34	< 0.30	< 0.38
(20, 20)		< 0.06			< 0.30		< 0.34

TAB. 3.19 – Paramètres des raies de *c*-C₃H₂ (2_{1,2}-1_{0,1}) et densités de colonne

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A * (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N ^a (10 ¹² cm ⁻²)	N ^b (10 ¹² cm ⁻²)	N ^c (10 ¹² cm ⁻²)
(0, 0)	0.29(0.01)	0.22(0.01)	1.24(0.05)	0.37(0.02)	4.52		2.93
(10,-10)	0.28(0.01)	0.27(0.01)	1.00(0.03)	0.46(0.01)	4.66		2.87
(20,-20)	0.19(0.01)	0.18(0.01)	1.00(0.05)	0.44(0.02)	2.93		1.93
(30,-30)	0.03(0.01)	0.05(0.02)	0.56(0.12)	0.51(0.07)	0.48	0.39	0.29
(40,-40)	0.02(0.01)	0.03(0.01)	0.60(0.13)	0.29(0.08)	0.29	0.24	0.19
(20, 20)	0.15(0.01)	0.08(0.01)	1.72(0.13)	0.49(0.05)	2.26		1.46

TAB. 3.20 – *Paramètres des raies de CS(2–1) et densités de colonne*

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A * (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N ^a (10 ¹² cm ⁻²)	N ^b (10 ¹² cm ⁻²)	N ^c (10 ¹² cm ⁻²)
(0, 0)	0.67(0.02)	0.81(0.05)	0.78(0.03)	0.39(0.01)	5.81		4.01
(10,-10)	0.45(0.02)	0.50(0.02)	0.83(0.03)	0.41(0.01)	3.72		2.61
(20,-20)	0.19(0.01)	0.18(0.01)	0.96(0.06)	0.34(0.02)	1.45		1.03
(30,-30)		< 0.05			< 0.40	< 0.31	< 0.86
(40,-40)		< 0.05			< 0.40	< 0.31	< 0.86
(20, 20)	0.26(0.01)	0.19(0.02)	1.26(0.06)	0.66(0.03)	2.03		1.43

TAB. 3.21 – *Paramètres des raies de C₂H(1–0) et densités de colonne*

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A * (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N _{tot} (10 ¹³ cm ⁻²)
(0, 0)	0.17(0.01)	0.15(0.02)	1.06(0.12)		
(0, 0)	0.34(0.01)	0.29(0.02)	1.10(0.05)	0.35(0.02)	4.28–4.96
(10,-10)	0.30(0.02)	0.25(0.03)	1.10(0.08)		
(10,-10)	0.63(0.02)	0.50(0.03)	1.17(0.04)	0.42(0.02)	7.94–9.20
(20,-20)	0.26(0.02)	0.22(0.03)	1.12(0.09)		
(20,-20)	0.51(0.02)	0.42(0.03)	1.15(0.04)	0.39(0.02)	6.43–7.45
(30,-30)		< 0.05			
(30,-30)	0.15(0.01)	0.09(0.02)	1.53(0.13)	0.33(0.06)	1.89–2.19
(40,-40)		< 0.05			
(20, 20)	0.42(0.02)	0.20(0.03)	1.94(0.14)	0.52(0.05)	5.29–6.13

TAB. 3.22 – *Paramètres de raie⁽¹⁾ de C₄H(9–8) et densités de colonne*

Position	Area (K km s ⁻¹)	T _A * (K)	Δv (km s ⁻¹)	V _{LSR} (km s ⁻¹)	N (10 ¹² cm ⁻²)
(0, 0)	0.02(0.00)	0.04(0.01)	0.56(0.12)	0.24(0.07)	3.3(±0.2)
(10,-10)	0.03(0.00)	0.03(0.01)	0.74(0.14)	0.50(0.07)	3.7(±0.4)
(20,-20)	0.05(0.01)	0.03(0.01)	1.25(0.18)	0.45(0.09)	6.5(±1.5)
(30,-30)		< 0.03			
(40,-40)		< 0.09			
(20, 20)	0.02(0.00)	0.03(0.01)	0.57(0.11)	0.42(0.05)	2.9(±0.3)

⁽¹⁾Raies "synthétiques" obtenues par la moyenne des transitions J=19/2–17/2 et J=17/2–15/2 pondérées par leurs intensités relatives

TAB. 3.23 – *Abondances relatives de C₄H, c-C₃H₂, C₂H, et C¹⁸O*

Position	[C ₄ H]/[C ₂ H] (10 ⁻²)	[c-C ₃ H ₂]/[C ₂ H] (10 ⁻²)	[C ₂ H]/[C ¹⁸ O]
(0, 0)	3.8–13.3	5.9–10.5	0.3–0.4
(10,-10)	2.2–7.3	3.1–5.9	2.1–2.8
(20,-20)	4.4–15.1	2.6–4.6	1.7–2.3
(30,-30)	< 0.2	1.3–2.5	> 6.3
(40,-40)			
(20, 20)	2.4–8.1	2.4–4.3	> 2.0

3.4 L'interface de ρ Ophiuchi Ouest

Le complexe moléculaire d'Ophiuchus est une région de formation stellaire proche (~ 160 pc, Bertiau 1958). On distingue généralement sa région "Nord", pratiquement inactive, de sa région "Ouest", siège d'une intense activité de formation d'étoiles. Cette région est composée principalement de deux cœurs massifs – L 1688 et L 1689 – chauffés à grande échelle par l'association d'étoiles OB2 du Scorpion. Le nuage principal du complexe, L 1688, est totalement opaque au rayonnement visible. Il abrite certains des plus brillants "points chauds" du voisinage solaire dans les raies de CO et de ses isotopes (Encrenaz et al. 1975, Wilking & Lada 1983, Loren 1989, Tachihara et al. 2000), des dizaines de cœurs préstellaires (Motte et al., 1998), ainsi que des centaines d'objets stellaires jeunes (Green & Young 1992, Bontemps et al. 2001). Enfouis sous de grandes quantités de gaz (jusqu'à $A_v \sim 100$), ces derniers sont probablement responsables de la forte luminosité de L 1688 dans l'infrarouge. La grande efficacité de la formation stellaire de cette région, supérieure à 20% selon Wilking & Lada (1983), suggère un scénario de formation d'étoiles du type "déclenchement par chocs".

3.4.1 Une mince PDR révélée par ISO

Les observations de L 1688 à l'aide d'ISOCAM entre 5 et $18 \mu\text{m}$ (Abergel et al., 1996) ont révélé un brillant filament d'environ 0.03 pc d'épaisseur coïncidant avec le bord ouest du nuage – cartographié en C^{18}O par Wilking & Lada (1983). Ce bord est éclairé par l'étoile HD 147889, une géante de type B2III/IV. La coïncidence spatiale suggère donc que le filament n'en est pas un, il s'agit plutôt de l'étroite zone d'interaction du rayonnement stellaire avec le gaz dense : une région de photodissociation, dans laquelle l'émission des PAH est favorisée par la conjonction d'une forte densité de matière et d'un champ de rayonnement ultraviolet important. Notons que cette PDR est résolue par ISOCAM. Selon Abergel et al. (1999), HD 147889 est probablement au centre d'une cavité plus ou moins sphérique aux parois irrégulières – comme en témoignent les structures entrelacées du filament (structures que l'on retrouve aussi dans NGC 7023). En supposant que l'étoile et la PDR sont dans le même plan, Habart (2001) calcule un champ ultraviolet de $\chi = 400$ (champ de Habing, Habing 1968) sur la PDR.

En plus des observations d'ISOCAM, quatre spectres réalisés à l'aide de SWS existent. Une position a aussi été sondée par LWS le long d'une coupe du filament (voir Article 2 dans Habart 2001).

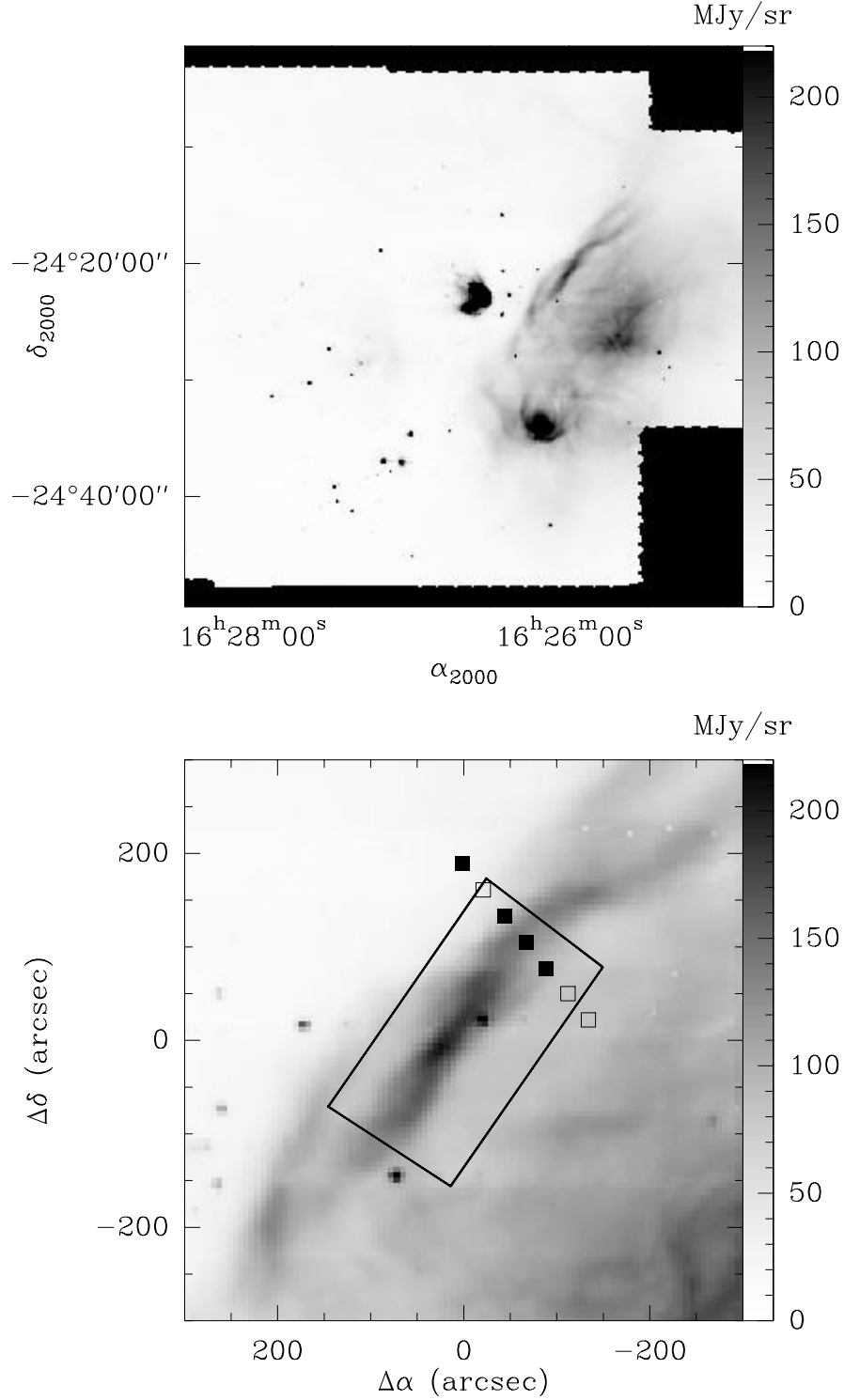


FIG. 3.41 – Le complexe de ρ Ophiuchi vu dans le filtre LW2 d'ISOCAM (Abergel et al. 1999, 1996). Nous avons représenté sur le panneau du bas la zone de la PDR cartographiée au SEST, ainsi que la coupe étudiée. Les carrés pleins indiquent les positions où des spectres SWS existent (Habart et al. 2003). La carte est centrée en $\alpha = 16^{\text{h}}25^{\text{m}}58.0^{\text{s}}$; $\delta = -24^{\circ}21'00.0''$ (J2000). L'étoile excitatrice HD 147889 est en $(-499, -259)$.

Conditions physiques à travers l'interface de ρ Ophiuchi Ouest

Les conditions physiques à travers la PDR ont été estimées par Habart (2001) à partir de l'observation des émissions des PAH dans le filtre LW2 d'ISOCAM et de H_2 dans la raie 1–0 S(1). Le profil d'émission des PAH et le rapport I_{H_2}/I_{PAH} sont bien reproduits pour une émissivité des grains dans le filtre LW2 $\epsilon_{LW2} \simeq 3 \cdot 10^{-32}$ W/H et la loi en densité suivante (pour un modèle plan-parallèle):

$$n_H(r) = \begin{cases} 4 \cdot 10^4 \times (r/0.075)^{2.5} & \text{si } r \leq 0.075 \\ 4 \cdot 10^4 & \text{si } r > 0.075 \end{cases} \quad (3.9)$$

où r est exprimé en parsec et n_H en cm^{-3} .

Dans ce modèle, la température du gaz varie entre plus de 1000 K à l'extérieur du nuage et seulement 10 K dans sa partie sombre. Au pic d'émission des PAH, la température estimée à partir des raies de H_2 vaut environ 350 K.

Nous présenterons plus loin nos propres estimations de T_k , réalisées en utilisant les transitions de CO et ses isotopes.

3.4.2 Observations

Nous avons observé la PDR de ρ Ophiuchi Ouest à l'aide du *Swedish-ESO Submillimeter Telescope* (SEST) au cours de 6 nuits d'observation en juillet 2000. Ce télescope de 15 m de diamètre, situé à La Silla (Chili) pointe avec une précision de 3".

Deux cartes ont été réalisées en $C^{18}O$ (1–0) et ^{13}CO (2–1) et une troisième, moins étendue, en $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$). Nous avons aussi sondé la PDR le long de la coupe réalisée par ISO-SWS dans les transitions de plusieurs petits hydrocarbures (C_2H , $c\text{-C}_3H$, $l\text{-C}_3H$, $c\text{-C}_3H_2$, C_4H) ainsi que CS (3–2). Pour ces observations, nous avons appliqué la méthode du *Frequency Switching*. Les temps d'intégration sur la source étaient typiquement de 1 min pour CO et ses isotopes, 15 min pour C_2H et $c\text{-C}_3H_2$, et 1 h pour les autres hydrocarbures.

Les tailles de lobe à mi-puissance et les valeurs de η (*main beam efficiency*) sont respectivement 57" et 0.75 pour C_2H , $c\text{-C}_3H_2$ et C_4H , 55" et 0.74 pour $c\text{-C}_3H$, 52" et 0.73 pour CS et $l\text{-C}_3H$, 47" et 0.71 pour $C^{18}O$ (1–0), 23" et 0.53 pour ^{13}CO (2–1).

Des données complémentaires en ^{12}CO (2–1) et $C^{18}O$ (2–1) ont en outre été obtenues pendant la même période au CSO (HPBW $\simeq 33"$ et $\eta \simeq 0.7$).

3.4.3 Distribution et abondance des hydrocarbures

Structure en vitesse de l'émission moléculaire

Comme l'ont montré les observations d'Encrenaz et al. dès 1975, les profils de raies de CO et de ses isotopes dans le nuage de ρ Ophiuchi sont complexes. Pour Wilking & Lada (1983), l'auto-absorption est la principale responsable.

Nous présentons sur la figure 3.42 les spectres de ^{13}CO (2-1) et C^{18}O (1-0) obtenus au SEST. Les spectres de C^{18}O – en pointillés – sont ici multipliés par un facteur 6.8 comparé à ^{13}CO . On remarque que la forme des spectres ne s'explique pas forcément par de l'auto-absorption. Souvent, la présence de deux composantes aux densités de colonne différentes est tout aussi plausible. A certaines positions, les spectres de ^{13}CO et C^{18}O présentent ainsi des épaulements opposés que l'on peut expliquer de la façon suivante : tandis qu'une composante – très optiquement épaisse en ^{13}CO (2-1) et donc fortement auto-absorbée – émet intensément en C^{18}O (2-1), une autre présente une émission de ^{13}CO optiquement mince et donc naturellement plus importante que celle de C^{18}O . Sur la figure 3.43, la structuration en vitesse est encore plus nette.

Quelle composante en vitesse correspond au filament mis en évidence par ISOCAM ? La structure en vitesse de l'émission de C^{18}O (1-0) – supposée mince – est mise en évidence sur la figure 3.44. Deux gradients d'émissions sont nettement visibles. Aux "faibles" vitesses, l'intensité croît du nord-ouest vers le sud-est. Aux "hautes" vitesses en revanche le gradient est totalement orthogonal (du sud-ouest vers le nord-est) et correspond parfaitement au gradient d'émission des PAH (modulo le décalage dû au fait que l'émission de C^{18}O pique plus à l'intérieur du nuage). Il semble donc que le gaz associé au front de photodissociation évolue vers $V_{LSR} = 3.4 - 3.9 \text{ kms}^{-1}$.

En ce qui concerne les hydrocarbures, et compte-tenu des temps d'intégration nécessaires, nous n'avons pu réaliser qu'une petite carte en $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et une coupe seulement avec les autres molécules. Les spectres de la carte de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ sont reproduits sur la figure 3.45. On constate sur ces spectres que l'essentiel de l'émission se fait vers 3.5 kms^{-1} , c'est-à-dire précisément aux vitesses qui correspondent à l'émission de la région de photodissociation. Les données de la coupe confirment cet effet : comparés à ^{13}CO – que l'on peut toujours fiter par deux gaussiennes – les hydrocarbures émettent de préférence vers 3.5 kms^{-1} (et systématiquement au-delà de 3.2 kms^{-1} – voir figure 3.46).

Distribution spatiale des hydrocarbures et dynamique de la PDR

L'association de l'émission des PAH et celle des petits hydrocarbures, que nous venons de suggérer en étudiant la structure en vitesse de l'émission du

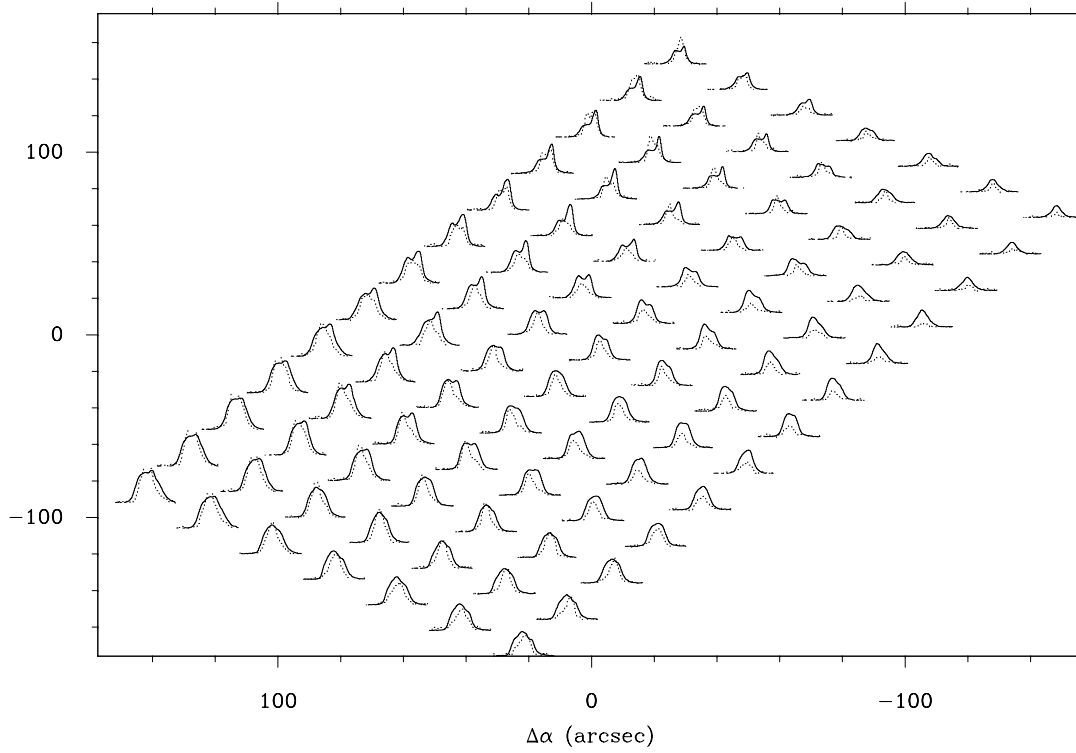


FIG. 3.42 – Spectres de $^{13}\text{CO}(2-1)$ (trait plein) et $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ (pointillés) le long de la PDR de ρ Oph Ouest. Les températures d'antenne vont de 0 à 17 K pour ^{13}CO et de 0 à 2.5 K pour C^{18}O . La carte est centrée en $\alpha = 16^{\text{h}}25^{\text{min}}58.0^{\text{s}}$; $\delta = -24^{\circ}21'00.0''$ (J2000).

gaz moléculaire, est confirmée par les données présentées sur les figures 3.47 et 3.48. Nous constatons tout d'abord sur ces figures que C_4H est détectée dans la PDR de ρ Oph. Bien que le rapport signal-sur-bruit ne soit pas très bon, on peut même dire que son émission double sur le front tracé par les PAH. C'est précisément le cas pour les autres hydrocarbures, C_2H et $c\text{-C}_3\text{H}_2$, qui sont plus facilement observables. Nous observons donc, de nouveau, un comportement collectif des hydrocarbures lié à la PDR. Ce comportement est d'autant plus remarquable qu'il mime la variation d'émission des PAH : dans la partie éclairée et supposée peu dense du nuage, c'est aussi d'un facteur 2 que décroît l'intensité dans le filtre LW2 d'ISO. De plus, les hydrocarbures se démarquent nettement de C^{18}O dans cette région. Le traceur de la densité de colonne est sans doute affecté ici par des effets de photodissociation auxquels les petits hydrocarbures ne sont pas soumis, ou bien qu'ils compensent par un taux de formation plus élevé (voir chapitres suivants).

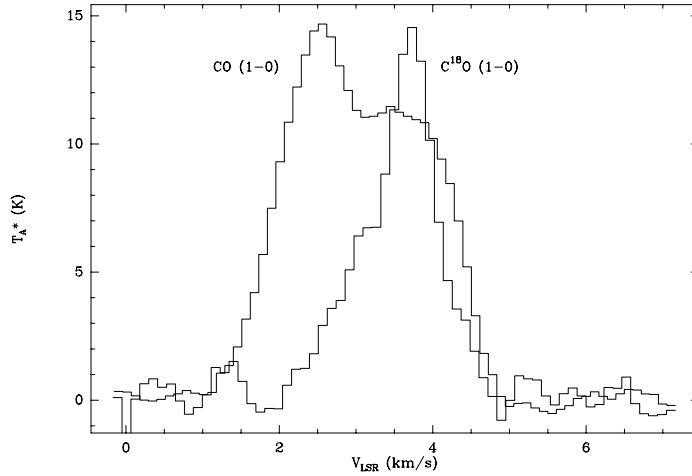


FIG. 3.43 – $^{12}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$ observés à la position $(+1, +189)$. L'intensité de C^{18}O est multipliée par 9. Deux composantes apparaissent nettement : l'une à basse vitesse et optiquement mince, l'autre très épaisse et à plus haute vitesse.

Au-delà de ces caractéristiques, déjà mises en évidence dans la Tête de Cheval et dans IC 63, le fait que l'émission de C_2H reste constante en avant et en arrière de la PDR est tout-à-fait remarquable. En effet, les conditions physiques y sont *a priori* très différentes. A l'avant de la PDR, là où le rayonnement ultraviolet de HD 147889 demeure intense, le gaz est peu dense ($n_{\text{H}_2} < 10^3 \text{ cm}^{-3}$) et chaud ($T_k > 500 \text{ K}$). Derrière la PDR au contraire, le gaz est dense ($n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, voir équation 3.9) et ne dépasse pas quelques dizaines de Kelvin. Comment alors expliquer cette homogénéité ? Rappelons que la PDR de ρ Oph Ouest n'a pas une géométrie simple. Il s'agit d'une portion de la bordure interne de la cavité créée par HD 147889 dans L 1688. Le fait que cette PDR soit complètement résolue par ISOCAM, contrairement à la Tête de Cheval par exemple, s'explique ainsi par un effet de projection. Sur la figure 3.49, nous avons tracé la vitesse des raies des hydrocarbures en fonction de leur position le long de la coupe. La PDR apparaît clairement sur ce graphique qui vient confirmer l'analyse précédente (l'augmentation de l'émission des hydrocarbures est bien directement liée à la PDR). Elle se manifeste par une signature cinématique particulière qui souligne la dynamique du gaz au voisinage du front de photodissociation. Sans pour autant la résoudre puisque, si le champ de vitesse pour $\Delta\alpha < -30''$ peut s'expliquer par un mouvement d'expansion de la cavité (ou, au contraire, d'évaporation du gaz), il n'est pas facilement interprétable dans la

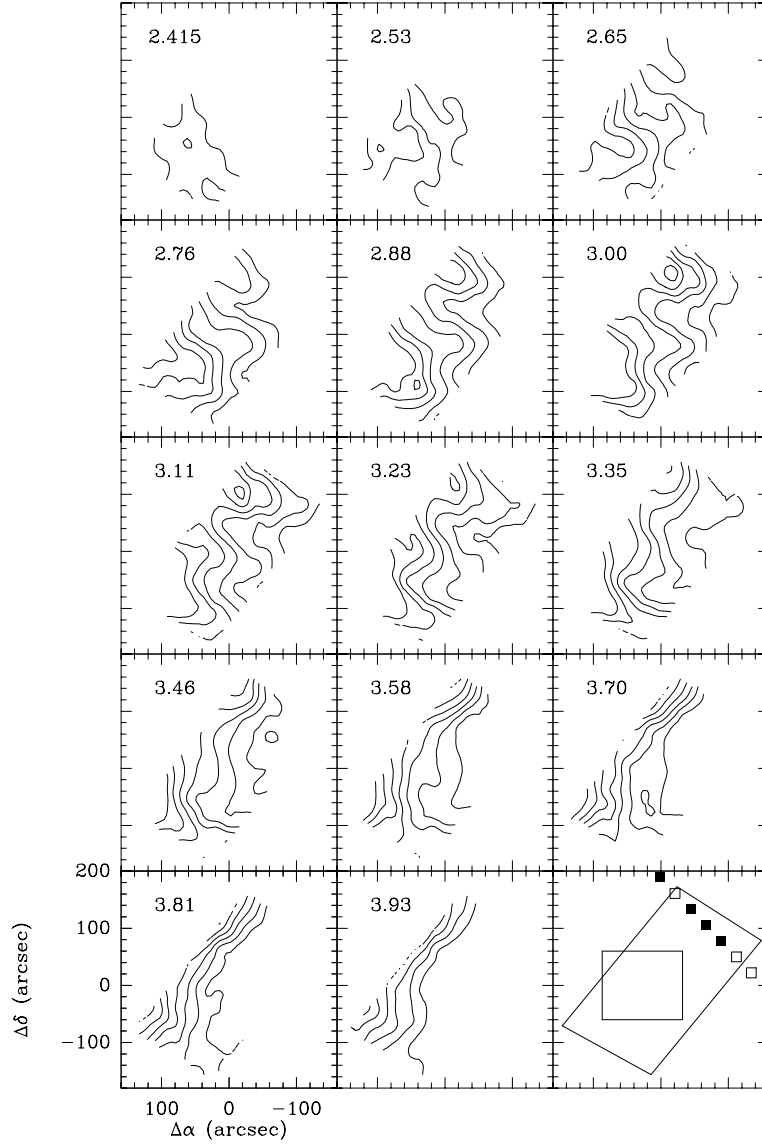


FIG. 3.44 – Carte par canaux de l'émission de $C^{18}O(1-0)$ dans ρ Oph. Les contours sont tracés de 0.5 à 2Kkms^{-1} et la vitesse est donnée en haut à gauche de chaque case. La dernière case récapitule les zones explorées : la carte CO et isotopes (oblique), la carte $c\text{-}C_3H_2$ (rectangle au centre), la coupe hydrocarbures (les positions SWS sont marquées en carrés pleins). Les cartes sont centrées en $\alpha = 16^h25^{min}58.0^s$; $\delta = -24^\circ21'00.0'$ (J2000).

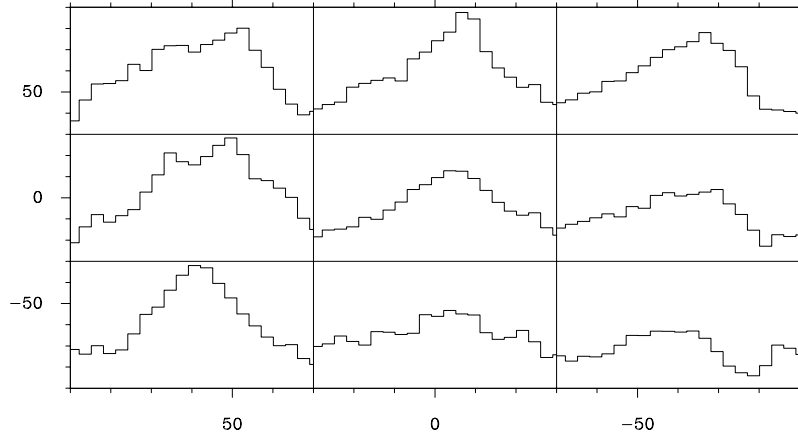


FIG. 3.45 – Quelques spectres de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) dans la PDR de ρ Oph Ouest. Chaque spectre est présenté entre 2 et 5 km s^{-1} pour des températures d'antenne comprises entre -0.25 et 0.5 K. La carte est centrée en $\alpha = 16^{\text{h}}25^{\text{min}}58.0^{\text{s}}$; $\delta = -24^{\circ}21'00.0''$ (J2000).

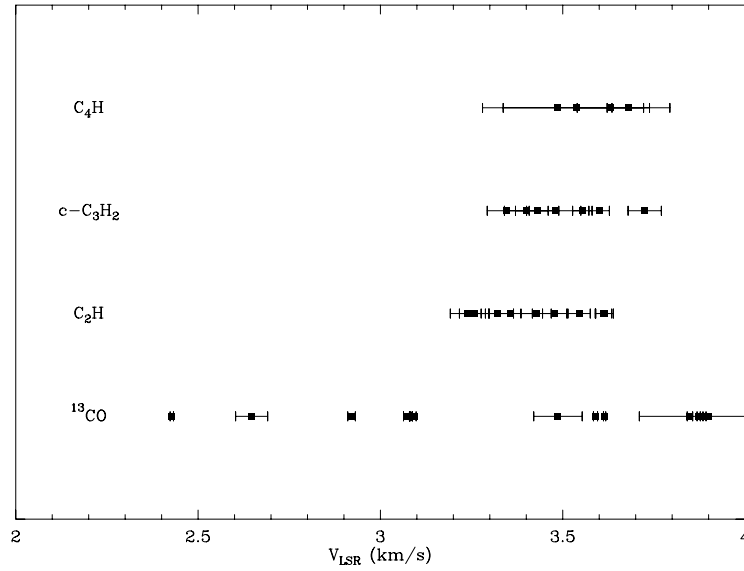


FIG. 3.46 – Distribution des vitesses des raies de 3 hydrocarbures et de ^{13}CO ($2-1$) observées le long d'une coupe à travers la PDR de ρ Oph Ouest. Les molécules carbonées se distribuent au-delà de 3.2 km s^{-1} .

partie sombre du nuage. Enfin, le fait que les vitesses observées en avant et en arrière du front de photodissociation sont identiques ($V_{LSR} \simeq 3.3 \text{ kms}^{-1}$) pourrait indiquer – si la géométrie complexe de la région le permet – que l’homogénéité de l’émission moléculaire de part et d’autre de la PDR reflète une réelle homogénéité des conditions d’émission.

Abondance des hydrocarbures

Nous n’essaierons pas ici de déterminer l’abondance des hydrocarbures en chaque point de la coupe. Les conditions physiques dans cette PDR sont mal connues (surtout compte-tenu des effets de géométrie que nous venons d’évoquer) et nos données à faible résolution spatiale ne nous permettent pas de les contraindre. Tout au plus pouvons nous tenter d’estimer la température cinétique du gaz en quelques points à partir de nos données en $^{13}\text{CO} (2-1)$ – transition supposée épaisse mais pas auto-absorbée – et les combiner au modèle en densité de Habart (2001) pour obtenir une fourchette de densités de colonne des hydrocarbures.

Nous choisissons de nous concentrer sur trois points de la coupe. En $\Delta\alpha = -21''$ nous avons $T_{A^*} [^{13}\text{CO} (2-1)] = 8.5 \text{ K}$. Soit, en nous plaçant à l’ETL (on utilise la formule 3.4), $T_k = 21 \text{ K}$. Le profil d’émission de $^{13}\text{CO} (2-1)$ étant manifestement auto-absorbé à cette position, cette valeur de T_k ne peut-être qu’une borne inférieure. Nous avons donc envisagé la possibilité que T_{A^*} puisse être sous-estimée d’un facteur 1.5, ce qui implique une température cinétique de 30 K. Dans les deux cas, une densité de $2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ est cohérente avec les données $\text{C}^{18}\text{O} (1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ injectées dans un code LVG : pour $N(\text{C}^{18}\text{O}) \simeq 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ on retrouve les intensités de raies observées. Nous utilisons le code LVG pour calculer $N(\text{C}_2\text{H})$, $N(c\text{-C}_3\text{H}_2)$ et $N(\text{C}_4\text{H})$. Nous laisserons de côté les deux isomères de C_3H qui n’ont pas été détectés à plus de 5 mK (3σ). Comme notre code LVG ne traite pas les structures hyperfines, nous avons estimé pour C_2H et C_4H l’intensité totale de la transition rotationnelle en divisant l’intensité des raies hyperfines observées par leur intensité relative. On suppose donc que l’émission de ces transitions est optiquement mince. Les résultats, tout comme pour les deux autres points choisis, sont donnés dans le tableau 3.24.

Ces valeurs sont entachées d’une grande incertitude. C’est donc plutôt les ordres de grandeur qui nous intéressent ici. On constate qu’ils sont comparables à ceux que nous avons obtenus dans la Tête de Cheval. Ce qui confirme une nouvelle fois la présence en grande quantités d’hydrocarbures dans les régions de photodissociation.

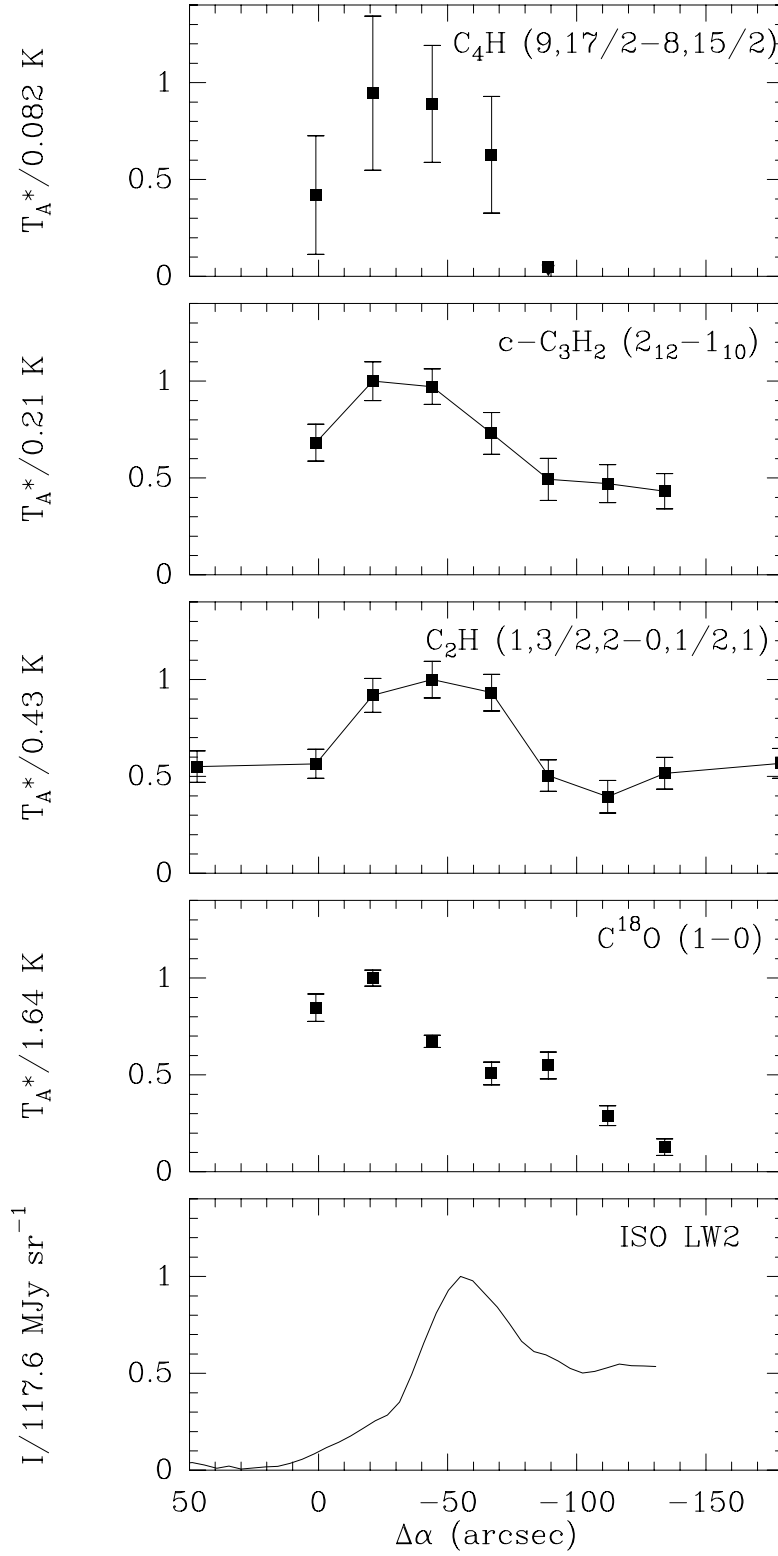


FIG. 3.47 – Variation de l'émission de trois hydrocarbures, de $C^{18}O$ et des PAH le long d'une coupe dans la PDR de ρ Ophiuchi Ouest. L'étoile excitatrice HD 147889 est située vers les $\Delta\alpha$ négatifs.

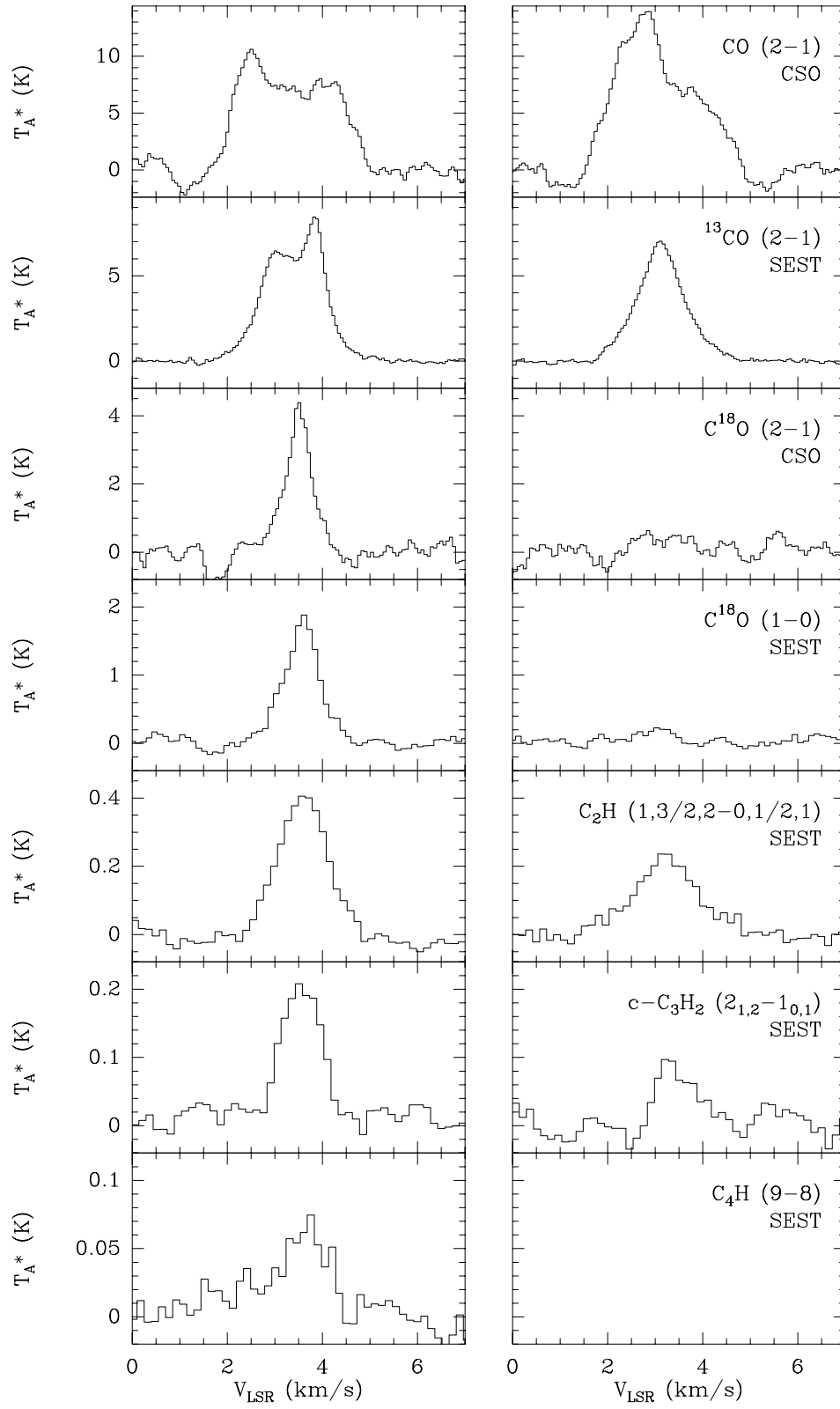


FIG. 3.48 – Quelques spectres réalisés au SEST et au CSO aux points $\Delta\alpha = -21''$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = -134''$ (colonne de droite) dans une coupe à travers la PDR de ρ Oph Ouest.

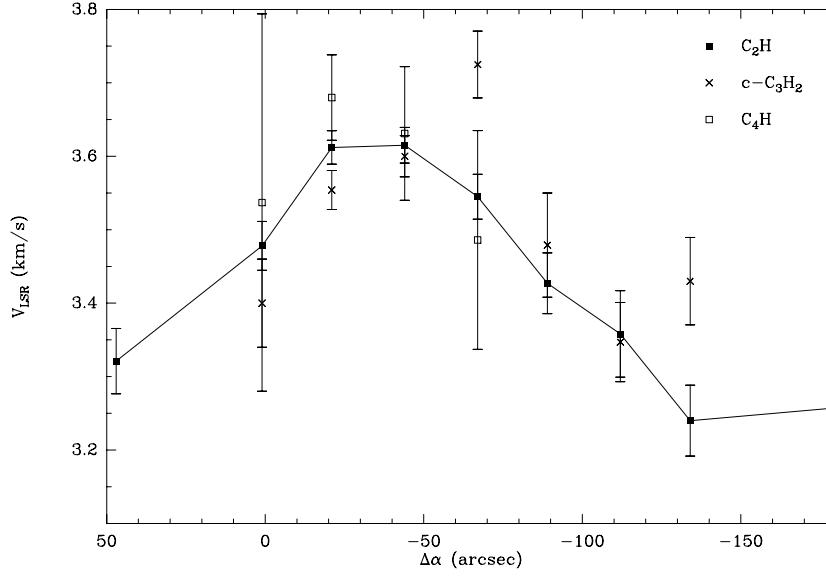


FIG. 3.49 – Variation des vitesses d'émission des hydrocarbures au travers de la PDR de ρ Oph Ouest.

TAB. 3.24 – Densités de colonne de C^{18}O , C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_4H en trois points au travers de la PDR de ρ Oph Ouest

$\Delta\alpha$ (arcsec)	T_k (K)	n_{H_2} (10^4 cm^{-3})	$N(\text{C}^{18}\text{O})$ (10^{15} cm^{-2})	$N(\text{C}_2\text{H})$ (10^{13} cm^{-2})	$N(c\text{-C}_3\text{H}_2)$ (10^{12} cm^{-2})	$N(\text{C}_4\text{H})$ (10^{13} cm^{-2})
-21	21	2	4	3	3	1.5
-67	17	1	1-2	5	5	1
-134	18	0.1-1?		2-17?	3-22?	

3.5 Discussion

3.5.1 Résumé des résultats observationnels

Bien que la chimie du carbone constitue le squelette de toute la chimie interstellaire (Turner, Herbst & Terzieva 2000) et que celle-ci soit souvent dominée par le rayonnement des étoiles, la littérature compte peu de travaux observationnels sur les hydrocarbures dans les régions de photodissociation. Les auteurs qui se sont intéressés à la chimie des PDR ont généralement cherché C_2H (Fuente et al. 1993, Jansen et al. 1994), parfois $c-C_3H_2$ ou CH_3C_2H (Ungerechts et al., 1997), et très rarement d'autres espèces.

Nous reprenons ici les principaux résultats observationnels de notre travail de recherche systématique et de cartographie des hydrocarbures dans les régions de photodissociation.

Les hydrocarbures sont détectés dans les parties éclairées des PDR

Nous avons détecté des hydrocarbures dans les zones éclairées des trois régions de photodissociation que nous avons observées.

Pour la Tête de Cheval, dont la PDR est vue par la tranche, ce résultat est mis en évidence sur les figures 3.13, 3.14, 3.15 et plus directement sur la figure 3.17. On constate sur cette dernière que, à la résolution angulaire que permet l'interféromètre du Plateau de Bure, l'émission de $c-C_3H_2$ s'approche autant du bord de la région de photodissociation que celle des PAH. Comme ceux-ci émettent forcément depuis une région soumise au flux stellaire ultraviolet, c'est donc que $c-C_3H_2$ au moins – mais c'est doute vrai pour les deux autres espèces – émet depuis une région très éclairée de la PDR. Ceci n'avait jamais été montré.

Dans IC 63, une PDR vue de face, il est *a priori* plus difficile de séparer les contributions à l'émission totale dues d'une part au gaz éclairé (l'enveloppe du nuage) et d'autre part au cœur dense sous-jacent. Nous avons donc procédé par comparaison. Sur la figure 3.39, la comparaison des raies de CO avec celles de ^{13}CO montre un net déficit de l'isotope rare dans la queue d'émission de la PDR. Interprété comme la signature d'une photodissociation, ce déficit indique que cette zone est soumise à un fort rayonnement ultraviolet. Mais l'émission de C_2H et $c-C_3H_2$ y reste significative. La similarité des profils de raie entre ces deux espèces, CO, et même C et C^+ (voir Jansen et al. 1996, 1996b) montre encore plus clairement que les hydrocarbures sont bien présents dans l'enveloppe de IC 63.

Nous avons aussi observé des hydrocarbures dans les parties éclairées de la PDR de ρ Ophiuchi Ouest. Sur la figure 3.47, les variations d'émission

de C_2H et $c\text{-}C_3H_2$ vers l'extérieur de la PDR sont bien corrélés. $C^{18}O$, au contraire, disparaît sous l'effet du rayonnement ultraviolet qui le détruit (voir aussi figure 3.48).

L'émission des hydrocarbures est corrélé à celle des PAH

Nous avons montré pour la Tête de Cheval que l'émission des hydrocarbures à grande échelle était bien mieux corrélée à l'émission des PAH (figures 3.8, 3.9, 3.10) qu'à celle de CO. A petite échelle, les observations sont encore plus convaincantes: $c\text{-}C_3H_2$ est parfaitement corrélé à l'émission infrarouge sur le bord de la PDR (figure 3.18). C'est la première fois à notre connaissance qu'un lien observationnel entre PAH et hydrocarbures est établi à cette échelle.

Dans IC 63, compte-tenu des effets de lobe en millimétrique et de la structure à petite échelle de l'émission des PAH (cf. figure 3.32 et tableau 3.11), la corrélation est moins nette. On peut simplement noter que, dans la région du troisième pic d'émission des PAH (qui correspond à la queue d'émission de CO), l'émission de C_2H et $c\text{-}C_3H_2$ reste forte comparée à celle de CO (figures 3.38 et 3.39).

Nous n'avons pu réaliser qu'une coupe dans ρ Oph Ouest, à l'aide d'un instrument d'assez faible résolution angulaire. Cependant, les variations d'intensité de l'émission des hydrocarbures comparées à celles des PAH suggèrent là encore une étroite relation (figure 3.47). Une démonstration plus convaincante, comme celle apportée pour Tête de Cheval, nécessiterait des observations à plus haute résolution dans des sources à la fois intenses et géométriquement simples.

Les abondances des hydrocarbures varient ensemble et sont hiérarchisées

La très bonne corrélation de l'émission des hydrocarbures⁵, malgré les changements de conditions physiques dans ces nuages denses éclairés, se traduit par des rapports d'abondances à peu près constants entre ces espèces. Le rapport $[c\text{-}C_3H_2]/[C_2H]$, par exemple, est constant à un facteur 2 près – principalement dû aux incertitudes sur les conditions physiques – voire mieux (cf. tableaux 3.8, 3.17 et 3.24). Ce résultat est à rapprocher des travaux de Lucas & Liszt (Lucas and Liszt, 2000), qui observent – en direction de nuages diffus – des variations d'abondances de ces deux espèces en proportions fixes.

C_4H et $c\text{-}C_3H_2$, 10 à 20 fois moins abondants que C_2H , ont des abondances comparables ($\sim 1\text{--}2 \times 10^{-9}$). Viennent ensuite les isomères cyclique et

5. Dans la Tête de Cheval on pourrait presque, connaissant l'émission de C_2H , en déduire celle de $c\text{-}C_3H_2$ avant même de l'observer (cf. figure 3.11).

linéaire de C_3H , respectivement 50 et 100 fois moins abondants (tableau 3.25). Comme dans les nuages sombres, les isomères linéaires sont plus rares dans les PDR (au moins la Tête de Cheval) que leur contrepartie cyclique. Il faut cependant remarquer que le rapport $[c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$ est beaucoup plus important (~ 30) que le rapport $[c-C_3H]/[l-C_3H]$ (~ 2).

TAB. 3.25 – *Abondances relatives dans trois PDR et dans le gaz diffus*

Source	$[C_2H]/[H_2]$ (10^{-8})	$[c-C_3H_2]/[C_2H]$ (10^{-2})	$[l-C_3H_2]/[C_2H]$ (10^{-3})	$[C_4H]/[C_2H]$ (10^{-2})	$[c-C_3H]/[C_2H]$ (10^{-2})	$[l-C_3H]/[C_2H]$ (10^{-2})
B 33 (CO)	1.7	6.5(± 0.8)	<1.9	5.9(± 0.7)	<1.2	<1.4
B 33 (IR)	1.7	5.8(± 0.7)	<1.9	12(± 1.5)	2.2(± 0.6)	1.2(± 0.6)
IC 63 ¹	??	4.3(± 2.4)	??	4.3(± 0.8)	<1.4	<6.7
ρ Oph ²	??	10	??	20	??	??
gaz diffus ³	2.9(± 1.3)	4.8(± 2.4)	??	??	??	<28

⁽¹⁾Position (10, -10); ⁽²⁾Sur la coupe, en $\Delta\alpha = -67''$; ⁽³⁾Lucas & Liszt, 2000.

3.5.2 Confrontation aux modèles de chimie

Le modèle de PDR de Meudon (Le Bourlot et al., 1993) a été utilisé comme outil de comparaison à nos résultats. Il a été adapté par Evelyne Roueff à deux bases de réactions chimiques différentes : la base UMIST95 (Millar et al., 1997 ; Le Teuff et al., 2000) d'une part et celle du *New Standard Model* (Bettens et al., 1995 ; Terzevia & Herbst, 1998) d'autre part. Nous présentons ici les résultats des modélisations réalisées pour des conditions semblables à celles de la Tête de Cheval : $n_{H_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $\chi = 100$. Ils sont en désaccord avec les observations sur au moins trois points.

Un désaccord sur la distribution spatiale

Les deux modèles prédisent une absence d'hydrocarbures au bord de la PDR, leur pic d'abondance se situant à 20 arcsec ($A_V = 2 \text{ mag}$) en retrait par rapport à la transition H/H_2 (à la position 0 arcsec sur la figure 3.50). Ce n'est pas ce que l'on observe. Nous avons vu que les hydrocarbures sont présents en grande quantité dans les régions éclairées des nuages denses – tracées par l'émission des PAH.

Un désaccord sur les abondances

Alors que les abondances prédites pour C_2H sont correctes (au pic), elles sont sous-estimées d'au moins un facteur 10 pour les molécules plus complexes C_3H_2 et C_4H (figure 3.50).

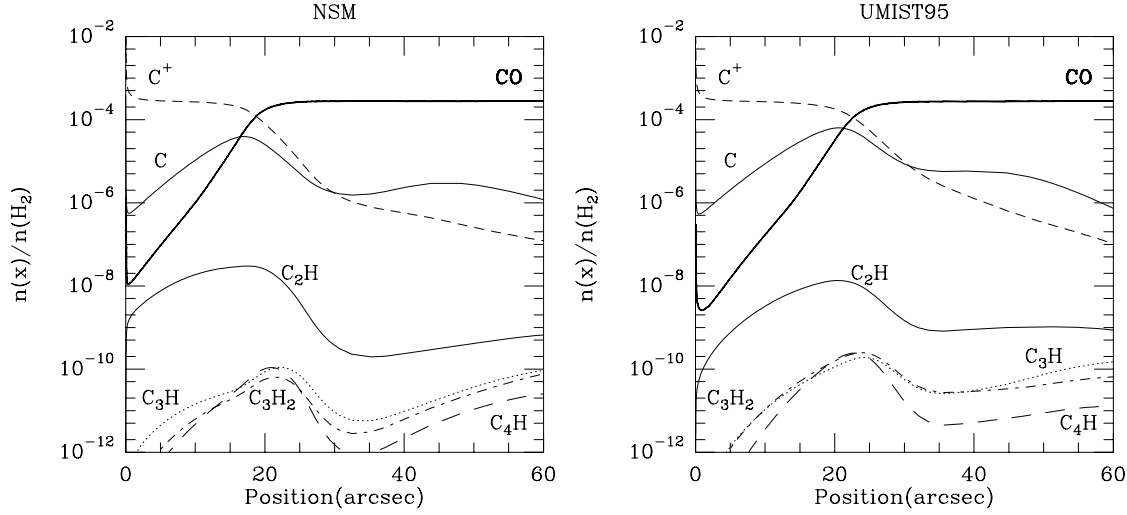


FIG. 3.50 – Variations d'abondances prédites par deux réseaux de chimie intégrés au modèle de PDR de Meudon (LeBourlot et al., 1993) à travers une PDR vue par la tranche ($n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$; $\chi = 100$) et située à 450 pc. Le modèle UMIST95 prend en compte les isomères de C_3H et C_3H_2 . Nous n'avons représenté ici que l'espèce cyclique.

Un désaccord sur la hiérarchie des abondances

La hiérarchie des abondances entre espèces donnée par les modèles n'est pas non plus en accord avec les observations. On constate par exemple sur la figure 3.51 que l'abondance de C_3H (isomères confondus) devrait être supérieure à celle de C_3H_2 (idem), ce qui n'est pas observé.

3.5.3 Voies de recherche

Revoir les taux de photodissociation des hydrocarbures?

Nous avons vu que, historiquement, les modèles de chimie ont été conçus pour reproduire les abondances observées dans les nuages sombres, ces régions où les photons ne pénètrent pas. Ainsi, les calculs de taux de photodissociation n'ont pas toujours été une priorité des astrochimistes. Cela est particulièrement vrai pour les espèces "rares" comme celles qui font l'objet de cette étude. En conséquence, les taux de photodissociation utilisés dans les réseaux de réactions sont très peu documentés.

Les bases UMIST95 et NSM utilisent des taux de photodissociation de $1 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ pour C_3H_2 , C_3H et C_4H . Ces valeurs sont essentiellement tirées

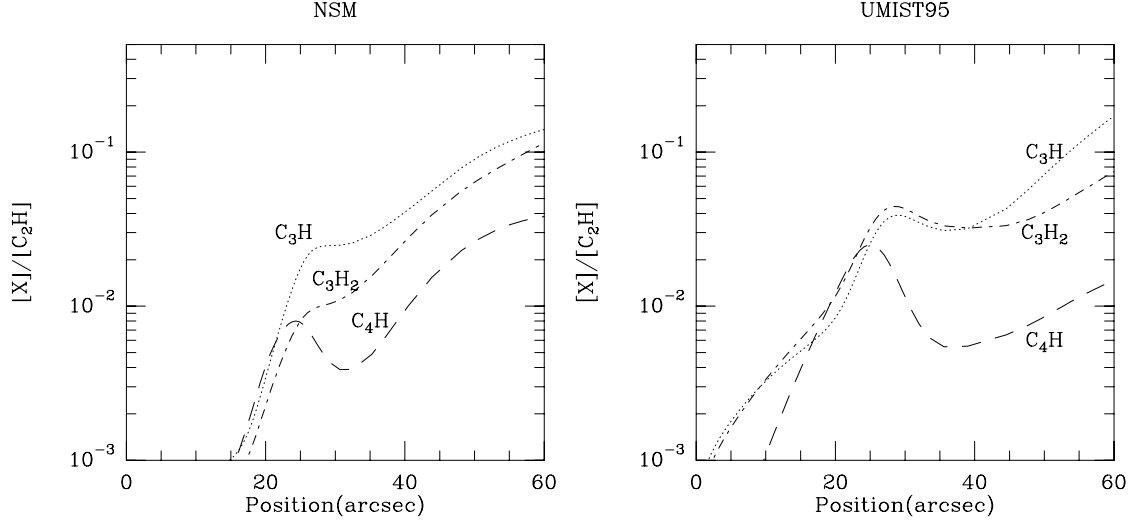


FIG. 3.51 – *Rapports d'abondances avec C_2H de trois hydrocarbures calculés grâce au modèle de Meudon (LeBourlot et al., 1993) à travers une PDR vue par la tranche ($n_{H_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$; $\chi = 100$) et située à 450 pc. Pour UMIST95, nous n'avons représenté que l'espèce cyclique.*

d'un compte-rendu de conférence de van Dishoeck (1988) et de la base de réactions de Herbst et Leung (1986). On notera que les valeurs calculées par van Dishoeck (1988) ne sont précises qu'à un ordre de grandeur près. Quant aux taux de photodissociation utilisés pour C_2H , ils diffèrent d'un facteur 2 entre les deux réseaux : UMIST95 utilise la valeur de van Dishoeck (1988) dans un champ de Draine ($5.1 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$), plus faible que celle du NSM. Les taux de photodissociation des hydrocarbures plus complexes, pour finir, sont largement inconnus. Leur abondance peut pourtant influencer celles des espèces plus petites, par le jeu des processus d'ionisation puis de recombinaison dissociative.

On constate donc que les taux de photodissociation des hydrocarbures, des données cruciales pour l'interprétation de nos observations dans les PDR, ne sont pas suffisamment connus. C_2H , C_3H , C_3H_2 et C_4H (entre autres) sont peut-être moins fragiles qu'on ne le pense. Nous n'avons pas d'indication à ce sujet. Citons tout de même Freigovel et al. (1995), qui notent dans un article consacré à la spectroscopie électronique des chaînes carbonées linéaires (6 atomes de carbone ou plus) que "[...] of relevance is the observation that the $C_{2n}H$ ($n = 3-8$) chains are photolytically very stable. They cannot be destroyed by UV photons down to 200 nm, and in fact C_6 and C_6H persisted even in the presence of 10.2 eV photons." Cette propriété est peut-être

extrapolable à $n < 3$.

Compléter les réseaux de chimie en phase gazeuse?

Les réseaux de chimie UMIST95 et NSM sont essentiellement composés de réactions ion–neutre, rapides, exothermiques et dépourvues de barrières d’activation. La classe de réactions neutre–neutre est pourtant importante dans certains types de chimie des hydrocarbures, comme par exemple les processus de combustion (Kaiser et al., 2000). Se pourrait-il qu’une ou plusieurs réactions de ce type, négligées dans les modèles de chimie interstellaire, interviennent de façon décisive dans la synthèse de nos espèces? Les réactions neutre–neutre ont été introduites avec succès dans les modèles d’enveloppes d’étoiles carbonées en fin de vie (e.g. IRC+10216; voir par exemple Millar & Herbst, 1994), où les conditions de température et de densité sont favorables. Mais nos régions de photodissociation ne sont pas aussi denses : les premières tentatives d’inclusion d’une chimie de combustion dans le modèle PDR de Meudon n’ont pas été très encourageantes (Roueff, com. pers.).

Envisager une production des hydrocarbures à partir des PAH?

La nette corrélation spatiale que l’on observe entre les hydrocarbures et les PAH suggère d’aller chercher en direction de ces molécules géantes la cause de la surabondance de C_3H , C_3H_2 et C_4H .

On pourrait d’abord objecter que, pour des raisons liées au champ de rayonnement ultraviolet, c’est l’abondance du carbone réactif (C , C^+) qui varie comme celle des PAH. Dans ce cas, la corrélation avec les hydrocarbures soulignerait simplement le fait que leur production en phase gazeuse est favorisée en présence de carbone. Ce point de vue n’explique pas, cependant, leur pérennité dans cet environnement hostile. Car si l’on suppose qu’ils sont effectivement photodissociés rapidement, il nous faut trouver une source de molécules susceptibles de réagir avec C pour former les quantités d’hydrocarbures que nous observons.

La photoérosion des PAH pourrait être cette source. Plusieurs travaux, tant théoriques qu’expérimentaux, ont en effet montré ces dernières années que ces molécules étaient susceptibles de se fragmenter sous l’effet de chocs ou du rayonnement ultraviolet (Smith 1984; Fink et al. 1984; Leach 1987; Wild & Koild 1987; Buch 1989; Datta et al. 1989; Léger et al. 1989; Allain et al. 1996a, 1996b; Scott et al. 1997; Verstraete et al. 2001; Le Page et al. 2003 et références citées). Cette production d’hydrocarbures – par exemple C_2H_2 – et d’agrégats carbonés – C_2 , C_3 , etc. – en marge de la chimie en phase gazeuse expliquerait-elle la surabondance observée?

D'une façon générale, l'abondance d'une espèce chimique X au cours du temps est donnée par une équation du type :

$$\frac{d[X]}{dt} = \sum_{ij} k_{f_{ij}} x_i x_j - \sum_l k_{d_l} x_l [X] \quad (3.10)$$

où $k_{f_{ij}}$ et k_{d_l} sont respectivement les taux de réaction entre les espèces x_i et x_j – qui forment X – et les taux de réactions entre les espèces x_l et X – qui la détruit.

En notant $[X]_r$ l'abondance calculée par un réseau de chimie en phase gazeuse, nous pouvons réécrire cette équation :

$$\frac{d[X]_r}{dt} = K_1^f - \kappa_1^d [X]_r$$

Et si l'on considère que l'abondance observée $[X]_o$ est due à un mécanisme de production nouveau, noté K_2^f , alors :

$$\frac{d[X]_o}{dt} = K_1^f - \kappa_1^d [X]_o + K_2^f$$

L'accord entre abondance observée et calculée est donc réalisé, à l'équilibre, pour :

$$K_2^f = \kappa_1^d ([X]_o - [X]_r) \quad (3.11)$$

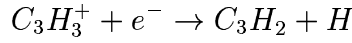
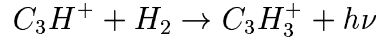
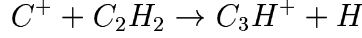
Le terme de droite de l'équation 3.11 s'exprime simplement si l'on considère que la photodissociation est la principale voie de destruction des hydrocarbures dans les PDR. Pour une PDR où le flux ultraviolet vaut χ , on a :

$$\kappa_1^d ([X]_o - [X]_r) = \chi \times k_d \times ([X]_o - [X]_r)$$

Soit, dans le cas de la Tête de Cheval ($\chi = 100$) et pour la molécule C_3H_2 , pour laquelle nous avons vu que le taux de photodissociation valait $1 \times 10^{-9} s^{-1}$ et que l'abondance observée était de l'ordre de 10^{-9} (tableau 3.25), 10 fois plus forte que celle prédite par les modèles (figure 3.50) :

$$\kappa_1^d ([X]_o - [X]_r) \simeq 10^{-16} s^{-1}$$

Supposons maintenant que la production supplémentaire de C_3H_2 est entièrement due à la photoérosion des PAH par détachement d'acétylène suivie de réactions rapides du type :



Si k_n^{diss} représente le taux de photodissociation des PAH de taille n , d'abondance x_n^{PAH} , par détachement d'un acétylène, le taux de production de C_3H_2 s'écrit alors :

$$K_2^f = \alpha \times \chi \times K_{PAH}^{diss} = \alpha \times \chi \times \sum_n k_n^{diss} x_n^{PAH}$$

où α est le facteur de rendement global des réactions ci-dessus.

Nous considérerons par la suite des PAH contenant uniquement 50 atomes de carbone. Ce choix est justifié à la fois par la forte décroissance des taux de photodissociation des PAH à mesure que leur taille augmente (Le Page et al., 2003), par les abondances de ces espèces, de plus en plus faibles lorsqu'elles grossissent, et par le fait que les PAH de petites tailles sont très rapidement détruits (Allain et al., 1996a,b; Le Page et al., 2003). En considérant que 10% du carbone interstellaire est dans les PAH de cette taille, on peut écrire :

$$K_2^f = \alpha \times \chi \times k_{50}^{diss} \times \frac{0.1 \times [C]}{50}$$

Soit, en utilisant $k_{50}^{diss} \simeq 2 \times 10^{-9} s^{-1}$ (Le Page et al., 2003), $[C] = 3 \times 10^{-4}$, et pour les conditions d'éclairement de la Tête de Cheval :

$$K_2^f = \alpha \times 10^{-13} s^{-1}$$

La proportion de molécules d'acétylène détachées des PAH qui se transforme en C_3H_2 nous est inconnue. Remarquons simplement qu'un rendement de 1/1000 suffit à expliquer la surabondance de cet hydrocarbure. L'injection d'acétylène dans la phase gazeuse par photoérosion des PAH ne doit donc pas être négligée. Elle pourrait peut-être expliquer les désaccords entre observations et modèles de chimie dans les PDR.

Si l'on prend en compte l'ensemble des hydrocarbures, la conclusion est la même. L'abondance totale des hydrocarbures dans les PDR est d'environ

10^{-7} (Gerin et al., 2003). Ainsi, le taux de photodissociation global des hydrocarbures dans une PDR comme la Tête de Cheval vaut – si $\langle k_{hyd}^{diss} \rangle$ est leur taux de photodissociation moyen en s^{-1} et x_{hyd}^{tot} leur abondance totale : $k_d^{tot} = \chi \times \langle k_{hyd}^{diss} \rangle \times x_{hyd}^{tot} \times n_H = 100 \times 10^{-9} \times 10^{-7} \times 4 \times 10^4 = 4 \times 10^{-10} cm^{-3} s^{-1}$. Soit un ordre de grandeur de moins que le taux d’injection d’hydrocarbures dans la phase gazeuse par photoérosion des PAH, que l’on peut approximer par $K_2^f \times n_H = 4 \times 10^{-9} cm^{-3} s^{-1}$ (ici $\alpha = 1$ puisque nous considérons l’ensemble des hydrocarbures). L’injection d’acétylène dans le gaz par fragmentation des PAH peut donc contribuer à la formation des hydrocarbures dans les PDR.

3.5.4 Bilan du carbone dans les PDR

Nous tentons ici un bilan du carbone dans les régions de photodissociation. Les abondances observées dans les nuages diffus étant comparables à celles calculées dans les PDR (voir $[C_2H]$ et $[c-C_3H_2]$ donnés dans le tableau 3.8 et les valeurs de Lucas & Liszt 2000), nous avons combiné les mesures en absorption disponible dans la littérature à celles réalisées dans la Tête de Cheval. Bien entendu, puisque nous combinons des valeurs obtenus dans différentes sources et à différentes longueurs d’onde, les résultats (tableau 3.26) ne peuvent avoir qu’une signification statistique.

TAB. 3.26 – *Bilan du carbone dans les régions de photodissociation*

Nombre d’atomes de carbone	$N/N(H_2)$	$[C]/[C_{tot}]$
1 (C^+ , C, CO, ...)	2.6×10^{-4}	1
1 (CH, CH^+ , ...)	7.0×10^{-8}	2.7×10^{-4}
2 (C_2 , C_2H , ...)	8.0×10^{-8}	6.0×10^{-4}
3 (C_3 , C_3H_2 , ...)	6.0×10^{-9}	7.0×10^{-5}
4 (C_4 , C_4H , ...)	2.0×10^{-9}	3.0×10^{-5}
5 (C_5 , ...)	$\leq 6.0 \times 10^{-10}$	$\leq 1.0 \times 10^{-5}$
~ 50 (PAH, ...)		1.0×10^{-1}

Références : ce travail (tableau 3.8) ; Liszt & Lucas, 2002 ; Roueff et al., 2002 ; Oka et al., 2003 ; Cernicharo et al., 1999 ; Cernicharo et al., 2002 ; Allamandola, 1996 ; Galazutdinov et al., 2001. Nous utilisons une abondance totale de carbone en phase gazeuse $[C/H]_{gaz} = 1.3 \times 10^{-4}$.

On remarque cependant une nette tendance : la proportion de carbone piégée dans les molécules décroît d’abord fortement en fonction du nombre de C dans la molécule, puis tend à se stabiliser pour les molécules possédant trois atomes de carbone ou plus. Si cette tendance se confirme, les perspectives

de détection de nouvelles espèces carbonées dans les PDR sont prometteuses pour l'avenir. Un bémol cependant : avec le nombre d'atomes de carbone piégé, c'est le nombre total de molécules possibles qui augmente. La quantité totale de carbone étant "diluée" dans de multiples espèces, leurs abondances individuelles seront forcément plus faibles que celles des molécules plus simples. Sauf si la chimie interstellaire privilégie certaines formes isomériques, par exemple les chaînes linéaires.

Il faut noter cependant que Cernicharo et al. (2001) ont découvert la molécule aromatique benzène (C_6H_6) dans la nébuleuse proto-planétaire CRL 618, alors que C_6 n'a toujours pas été détectée. L'existence des PAH, ces molécules aromatiques géantes, suggère en outre la présence d'espèces aromatiques plus petites dans le milieu interstellaire.

Comparaison à TMC-1 et L 134N

Sur la figure 3.52, le bilan des espèces carbonées recensées dans les régions de photodissociation (et le milieu diffus) est comparé au bilan du carbone dans TMC-1 et L 134N (voir tableaux 2.1, 2.15 et 3.26).

On constate d'abord que, pour $n_C \leq 4$, les abondances des molécules carbonées sont similaires dans les PDR et les nuages sombres à un ordre de grandeur près. Autrement dit, les hydrocarbures et *carbon clusters*, qui constituent l'essentiel du carbone détecté dans les PDR⁶, sont abondantes dans ces régions pourtant soumises à un champ UV. Comme le réservoir de carbone dans la phase gazeuse est plus important dans les PDR – car CO n'est pas en partie collé sur les grains comme c'est le cas dans les nuages sombres – les petites molécules carbonées semblent moins y contribuer au bilan du carbone. Il faut cependant garder à l'esprit que l'inventaire des molécules carbonées dans les PDR ne fait probablement que commencer. En particulier, il serait fort intéressant d'y rechercher des cyanopolyyne – à commencer par HC_3N – puisque ces molécules représentent une fraction importante des espèces carbonées dans TMC-1.

Le deuxième point est qu'au vu des courbes de la figure 3.52, nous avons de bonnes chances de détecter des espèces telles que $n_C > 4$ dans les PDR. HC_5N , peut-être, mais d'abord C_6H puisque C_4H a été observé (et même cartographié) dans la Tête de Cheval.

6. Pour $n_C \geq 2$.

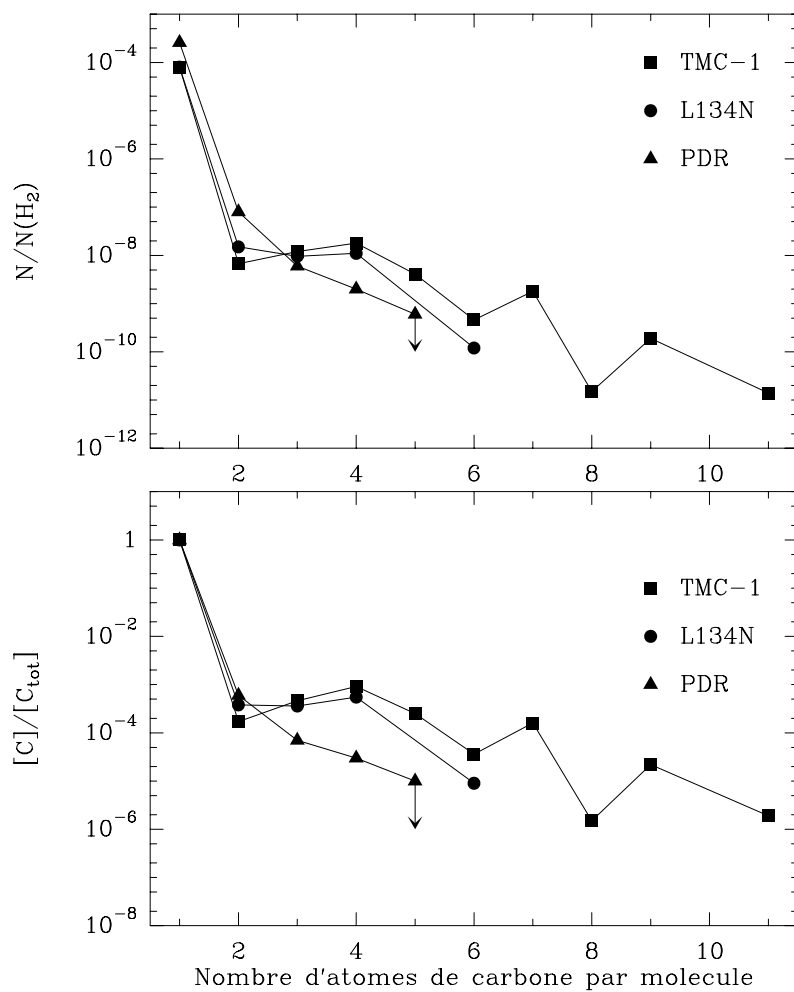


FIG. 3.52 – Bilan comparé du carbone entre les PDR, TMC-1 et L 134N.

Conclusions et perspectives

Nous avons consacré ce travail de thèse à l'étude des hydrocarbures dans le milieu interstellaire. Plusieurs aspects ont été abordés, dont la chimie de ces espèces, leur distribution dans les nuages sombres et les régions de photodissociation, leur contribution au bilan du carbone en phase gazeuse. Nous espérons ainsi avoir fait progresser notre connaissance de ces molécules et ouvert des pistes pour des recherches futures.

Nos principaux résultats sont les suivants :

1) Les hydrocarbures – au moins jusqu'à C_4H – sont présents dans les régions de photodissociation avec des abondances comparables à celles des nuages sombres. On les observe en particulier dans les zones directement soumises au champ ultraviolet ($A_V \leq 1$) où leur émission est spatialement corrélée à celle des PAH.

2) Les modèles de chimie ne sont pas encore adaptés aux régions de photodissociation pour ces espèces. Excepté pour la molécule C_2H , ils prédisent des abondances inférieures d'au moins un ordre de grandeur à ce que l'on observe. Ces modèles prédisent aussi une séparation spatiale entre l'apparition des hydrocarbures et le bord des PDR, en désaccord flagrant avec les observations.

3) Un mécanisme de production lié aux PAH pourrait expliquer la présence des hydrocarbures dans les régions éclairées des PDR. Par exemple, l'injection d'acétylène (et/ou d'agrégats de carbone comme C_2 , C_3 , etc.) dans la phase gazeuse par photoérosion des PAH semble pouvoir former des hydrocarbures à un taux suffisant pour compenser leur destruction par photodissociation.

4) Les hydrocarbures sont présents dans l'enveloppe du nuage sombre L 134N. Leurs abondances correspondent en outre à celles d'une chimie riche en carbone, ce qui conforte l'idée que le carbone atomique est présent en abondance dans l'enveloppe des nuages sombres.

5) Le rapport d'abondance des isomères cyclique et linéaire de C_3H_2 est plus élevé dans les nuages denses que dans les environnements diffus (Cernicharo et al., 1999; Fossé et al., 2001). Qualitativement, nous avons montré que ce rapport dépendait de l'abondance électronique.

6) Les molécules C_6H et $l-C_3H_2$ sont communes dans les nuages sombres. Nous avons détecté C_6H dans 8 des 10 nuages que nous avons observés. L'isomère linéaire de C_3H_2 a été détecté partout. TMC-1 reste cependant unique par l'intensité de ses raies, notamment en C_6H .

Ce travail sur les hydrocarbures dans les nuages sombres et les régions de photodissociation peut être approfondi et poursuivi de plusieurs manières. Nous proposons ici quelques pistes.

L'étude des hydrocarbures dans les PDR et leur lien avec les PAH est un sujet de recherche en soi. Pourquoi l'émission des hydrocarbures est-elle corrélée à celle des PAH? Pourquoi ces espèces facilement photodissociées sont-elles si abondantes sur les bords éclairés des nuages denses?

Nous avons interprété nos résultats dans le cadre d'un modèle stationnaire. Il est possible toutefois que la progression du front de photodissociation dans un nuage éclairé ne soit pas négligeable devant le temps caractéristique de photodissociation des hydrocarbures. Ces espèces, formées en quantité dans le nuage sombre puis détruites "lentement" au passage du front de photodissociation, pourraient alors subsister un temps jusqu'au front lui-même avec des abondances supérieures à celles prédites par la chimie des PDR stationnaires. Nous n'avons pas testé cette hypothèse mais il serait intéressant de confronter nos résultats à un modèle non stationnaire.

Notre première approche du problème a consisté à nous interroger sur la fragilité des hydrocarbures face à la photodissociation. Nous avons fait remarquer que les taux de photodissociation utilisés dans les modèles d'astrochimie étaient très peu documentés et de toute façon mal connus. Il serait donc intéressant, dans un premier temps, de faire fonctionner ces modèles en utilisant des taux plus bas. Une réconciliation avec l'observation, au moins qualitative, pointerait la nécessité de nouveaux calculs de ces taux de photodissociation pour les hydrocarbures. Ces données importantes nous font défaut à l'heure actuelle.

Une seconde approche est de lier l'abondance des hydrocarbures à la présence des PAH. Un calcul rapide montre que la photoérosion de ces molécules géantes semble capable de produire suffisamment d'acétylène (par exemple) pour augmenter localement l'abondance des hydrocarbures malgré leur taux

de photodissociation élevé. L'hypothèse pourrait être testée en incluant dans les modèles de PDR une réaction qui injecterait de l'acétylène dans la phase gazeuse. Cette création de matière *ex nihilo* – c'est-à-dire, ici, à partir de la phase solide du milieu interstellaire – pourrait cependant poser quelques problèmes puisque la conservation de la masse est l'une des conditions aux limites des modèles d'astrochimie. D'un point de vue observationnel, il serait intéressant de mettre en évidence le lien entre hydrocarbures et PAH dans d'autres PDR vues par la tranche que la Tête de Cheval, pour laquelle nous sommes limités en résolution spatiale.

Cet objet reste cependant très prometteur. Peu étudiée jusqu'à un passé récent, il ne fait aucun doute que la Tête de Cheval est une cible de choix pour l'étude des PDR. Il existe désormais plusieurs cartes de la Tête de Cheval dans les longueurs d'ondes infrarouges et nous avons vu qu'il s'agit aussi d'une source d'émission intense en millimétrique. Elle est donc tout indiquée pour des observations avec le PdBI et ALMA. L'interféromètre sub-millimétrique, en particulier, permettra à la fois de confirmer la corrélation spatiale entre hydrocarbures et PAH pour les espèces "lourdes" (C_4H , C_6H , ...) et de compléter le bilan du carbone dans cet objet.

Nous avons vu que les perspectives de détection de nouvelles molécules carbonées étaient en effet prometteuses dans les PDR. La recherche de HC_3N , HC_5N et C_6H est l'un des projets mis en œuvre actuellement pour continuer ce travail de thèse. La production des cyanopolynes est-elle favorisée dans les régions de photodissociation?

Le recensement des hydrocarbures dans L134N doit aussi être poursuivi. En particulier, il serait fort intéressant de cartographier complètement l'émission de C_4H dans le nuage et de la comparer à celle d'un traceur de région dense. Nous nous attendons à des distributions différentes si C_4H émet bien depuis l'enveloppe de L134N. Pour les espèces plus lourdes, nous avons travaillé à la limite de sensibilité du télescope de l'IRAM. Aussi faudra-t-il sans doute attendre ALMA pour aller plus loin dans cette direction.

Enfin, nous proposons de confirmer le lien entre abondance électronique et rapport $[c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$ de façon observationnelle. Une première étape consisterait à déterminer ce rapport dans les nuages où nous avons observé $l-C_3H_2$ et à comparer sa valeur à celle de $[N_2D^+]/[N_2H^+]$, censé être une mesure indirecte de l'abondance électronique. Nous pourrions ainsi obtenir une calibration relative de $[c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$ en fonction de $x(e^-)$. Ce rapport pourrait ensuite être utilisé comme sonde de l'abondance électronique dans des environnements où les molécules deutérées ne sont pas détectées et où la mesure de $x(e^-)$ est donc impossible actuellement.

Liste des tableaux

1.1	Les principaux objets du milieu interstellaire moléculaire . . .	12
2.1	Bilan du carbone dans TMC-1	39
2.2	Liste des sources observées à 1.3 cm	41
2.3	Transitions observées dans L 134N	56
2.4	Estimation de $n(\text{H}_2)$ et de $N(\text{C}_4\text{H})$ pour $T_k = 10$ K	66
2.5	Estimation de $n(\text{H}_2)$ et de $N(\text{C}_4\text{H})$ pour $T_k = 17$ K	66
2.6	Densités de colonne de C_2H dans L 134N	70
2.7	Densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}$ dans L 134N	71
2.8	Densités de colonne de $l\text{-C}_3\text{H}$ dans L 134N	73
2.9	Paramètres de raie des transitions de $c\text{-C}_3\text{H}_2$	74
2.10	Densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ dans L 134N	76
2.11	Densités de colonne de $l\text{-C}_3\text{H}_2$ dans L 134N	77
2.12	Abondances des hydrocarbures dans TMC-1 (au pic d'émission des cyanopolyynes) et L 134N (au pic d'émission de HC_3N) . .	80
2.13	Rapports N_c/N_l dans L 134N pour C_3H et C_3H_2	82
2.14	Comparaison entre les rapports d'abondances observés dans L 134N et prédits par une version adaptée du New Standard Model ⁽¹⁾	86
2.15	Bilan du carbone dans L 134N	87
3.1	Transitions de CO et ses isotopes observées dans la Tête de Cheval	96
3.2	Transitions des hydrocarbures observées dans la Tête de Cheval	97
3.3	Température d'excitation de ^{12}CO (1–0) et opacités des tran- sitions $J=1\rightarrow 0$ de ^{13}CO et C^{18}O déduites des profils observés et (en italique) déconvolués le long de la coupe 1 ($\Delta\delta = -150''$).117	117
3.4	Paramètres des raies de C_2H (2,3/2,2–1,1/2,1) et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).	123

3.5	Paramètres des raies de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).	125
3.6	Paramètres des raies ⁽¹⁾ de C_4H (9–8) et densités de colonne le long de la coupe 1 pour les profils observé et déconvolué (italique).	125
3.7	Paramètres des raies et densités de colonne aux pics CO et IR.	127
3.8	Densité de colonne de H_2 et abondance de trois hydrocarbures aux pic CO, IR, et le long de la coupe 1	128
3.9	Abondances aux pics CO et IR	128
3.10	Densités de colonne en ($0''$, $0''$) dans IC 63 (Jansen et al. 1995)	132
3.11	Brillances et positions des 5 pics d'émission – 2 principaux et trois secondaires – de la bande aromatique à $6.2\ \mu\text{m}$. Le pic 3 correspond au pic d'émission secondaire des cartes CO.	143
3.12	Intensités relatives des raies de structure hyperfine de C_2H (1–0)	146
3.13	Paramètres des raies de C_2H (1–0) ¹ et densités de colonne . . .	153
3.14	Suite du tableau 3.13	154
3.15	Paramètres des raies et densités de colonne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$)	157
3.16	Paramètres des raies et densités de colonne de ^{13}CO (2–1) . . .	158
3.17	Abondances relatives de $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_2H et ^{13}CO	159
3.18	Paramètres des raies de C^{18}O (2–1) et densités de colonne . .	160
3.19	Paramètres des raies de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) et densités de colonne	160
3.20	Paramètres des raies de CS (2–1) et densités de colonne	161
3.21	Paramètres des raies de C_2H (1–0) et densités de colonne . . .	161
3.22	Paramètres de raie ⁽¹⁾ de C_4H (9–8) et densités de colonne . . .	161
3.23	Abondances relatives de C_4H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_2H , et C^{18}O	161
3.24	Densités de colonne de C^{18}O , C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_4H en trois points au travers de la PDR de ρ Oph Ouest	173
3.25	Abondances relatives dans trois PDR et dans le gaz diffus . .	176
3.26	Bilan du carbone dans les régions de photodissociation	182

Table des figures

1.1	Évolution chimique d'un nuage homogène à température constante pour $C/O = 0.4$ (en haut) et $C/O = 1$ (en bas) dans le modèle UMIST95. Les conditions initiales sont celles données dans les tables 3 et 4 de Fossé et al. (2001).	19
1.2	Différentes formes de matière carbonée susceptibles d'être présentes dans le milieu interstellaire et le système solaire. Extrait de Ehrendfreund & Charnley, 2000.	21
2.1	Intensité intégrée de HC_3N (10–9) dans TMC-1. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 0.4 à 1.6 K km s ⁻¹ . La référence de la carte est : $\alpha_{1950} = 04^h38^m38.6^s$, $\delta_{1950} = 25^\circ35'45''$. Les positions du pic des cyanopolyynes (carré), du pic de l'ammoniac (triangle) et de la source IRAS 04381+2540 (étoile) sont données. Nous avons encadré la zone à laquelle nous nous intéresserons par la suite.	26
2.2	Chaînes et cycles carbonés dans TMC-1. C_6H et $l-C_3H_2$ ont été observés dans la même bande de fréquence. Voir Fossé et al. (2001) pour une légende complète.	28
2.3	Rapport d'abondance des isomères cycliques et linéaires de C_3H_2 ($R_2 \equiv [c-C_3H_2]/[l-C_3H_2]$) en fonction de l'abondance électronique modélisé par la chimie UMIST95 à l'état stationnaire.	30
2.4	Illustration des différences de gain observées entre les détecteurs AKN-1 et AKN-2 à Effelsberg. Tandis que les deux <i>backends</i> sont utilisés pour les observations spectroscopiques (triangles vides), seul le AKN-2 est utilisé pour les observations en continuum (cercles pleins).	43
2.5	Panneau du haut : Observations continuum du quasar 3C123 et détermination de C et τ_0 (voir texte) à 18.3 GHz. Panneau du bas : Idem à 20.7 GHz. Dans les deux cas, les données de quatre nuits d'observations ont été regroupées.	44

2.6	$c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$) dans TMC-1, TMC-2 et TMC-1C.	46
2.7	$c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$) dans L 1172A, L 1400G et L 1400K.	47
2.8	$c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$) dans L 1489, L 1498 et L 1544.	48
2.9	$l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{0,1}\text{-}0_{0,0}$) – raie de gauche – et C_6H ($15/2\text{-}13/2$) – 4 transitions hyperfines – dans TMC-1, TMC-2 et TMC-1C. . .	49
2.10	$l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{0,1}\text{-}0_{0,0}$) et C_6H ($15/2\text{-}13/2$) dans L 1172A, L 1400G et L 1400K.	50
2.11	$l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{0,1}\text{-}0_{0,0}$) et C_6H ($15/2\text{-}13/2$) dans L 1489, L 1498 et L 1544.	51
2.12	Emission intégrée de C_6H ($15/2\text{-}13/2$) en fonction de celle de $l\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{0,1}\text{-}0_{0,0}$).	52
2.13	Emission intégrée de C_6H ($15/2\text{-}13/2$) en fonction de celle de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$).	52
2.14	Rapport des émissions intégrées des isomères de C_3H_2 en fonction de celle de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($1_{1,0}\text{-}1_{0,1}$). Nous avons ajouté ici les données obtenues pour L 134N (voir section 2.3). Le rapport d'émission intégrée des isomères de C_3H_2 dans TMC-1 est similaire à celui des autres sources. Ces émissions intégrées sont en revanche nettement plus fortes dans ce nuage.	53
2.15	Spectres obtenus à la position du pic d'émission de N_2H^+ (+30,+18) et en bordure du cœur dense (+150,+240). Pour les espèces qui présentent une structure hyperfine, nous avons parfois superposé artificiellement les raies. L'échelle des vitesses en abscisse inférieure se rapporte alors au spectre tracé en trait plein. L'abscisse supérieure se rapportant au spectre en pointillés.	57
2.16	Suite de la figure 2.15.	58
2.17	Température rotationnelle de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ $J = 5_K \rightarrow 4_K$ ($K = 0, 1, 2$) en fonction de la température et de la densité du milieu. Les températures rotationnelles ont été obtenues en ajustant un diagramme de rotation théorique pour 20 valeurs différentes de n_{H_2} , et en posant $A/E = 1$. Les intensités théoriques des raies ont été calculées par un code LVG utilisant les taux de collision du méthyl cyanide – tabulées par Green (1986) – multipliés par 1.5 afin de prendre en compte la plus grande section efficace de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ par rapport à CH_3CN (Cernicharo, comm. pers.).	61

- 2.18 Spectres de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ dans L134N et diagrammes de rotation. Pour chaque position est tracée : en abscisse la valeur de E_u en K, en ordonnée la quantité $\ln(\frac{8\pi k\nu_u l^2}{hc^3 A_{ul} g_u} \int T_b dv)$ en unités CGS. Les positions sont données par rapport à $\alpha = 15^h 54^m 06.6s$, $\delta_{2000} = -02^\circ 52' 19.1''$ (J2000). Attention : la case centrale présente les données de la position $(+30'', +18'')$. 62
- 2.19 **(a) Panneau du haut :** Températures d'excitation de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ $K = 0$ ($J = 6 - 5, J = 5 - 4$) – carrés pleins – et $K = 1$ ($J = 6 - 5, J = 5 - 4$) – traits pleins – calculés en fonction de la température et de la densité par un code LVG. Nous avons posé $N_{\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-A} = N_{\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E} = 10^{13} \text{cm}^{-2}$, $T_k = 10K$ et $\Delta v = 0.3 \text{km s}^{-1}$. On note que (i) les températures d'excitation sont égales et (ii) elles sont toujours inférieures à la vraie température cinétique. **(b) Panneau du bas :** Densités de colonne calculées à partir de diagrammes de rotation synthétiques pour $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-A$ – carrés pleins – et $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E$ – traits pleins – en utilisant l'expression 2.9 avec $T = T_{ex}$ (voir panneau du haut) et pour deux fonctions de partition différentes (qui dépendent de l'orientation du spin des atomes d'hydrogène). Ces courbes montrent que les diagrammes de rotation des transitions $K = 0$ ($J = 6 - 5, J = 5 - 4$) et $K = 1$ ($J = 6 - 5, J = 5 - 4$) peuvent être utilisés pour estimer un rapport A/E de 1 à 10% près, et cela bien que les valeurs de densité de colonne qu'ils retournent pour $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-A$ et $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}-E$ soient faux (dans le cas ci-dessus nous avons fait les calculs avec $N = 10^{13} \text{cm}^{-2}$). 63
- 2.20 Diagramme de rotation pour les formes A – carrés pleins, trait pointillé – et E – trait plein – de $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ à la position $(+30, +120)$. Les transitions $J = 5 - 4$ et $J = 6 - 5$ ont été utilisées. Les niveaux d'énergie sont relatifs aux niveaux ($K = 0, J = 0$) et ($K = 1, J = 1$), respectivement état fondamental des espèces A et E . La valeur numérique du logarithme est donné en unités MKS. 64
- 2.21 Transitions de C_4H observées à 85634.0 MHz – trait plein – et 85672.6 MHz – trait pointillé – dans L134N. L'échelle de vitesse est donnée en abscisse inférieure pour les deux transitions à 85634.0 MHz et en abscisse supérieure pour celles à 85672.6 MHz. Dans les deux cas, la vitesse de référence est celle du nuage (2.4km s^{-1}). 65
- 2.22 Transitions de C_4H observées à 19 GHz dans L134N. 65

2.23	Résultats d'un calcul LVG pour $\Delta v = 0.3 \text{ km s}^{-1}$ et $T_k = 10 \text{ K}$. Les contours des températures de brillance observées sont tracés avec leurs barres d'erreurs pour $\text{C}_4\text{H} (2-1)$ – trait plein – et $\text{C}_4\text{H} (9-8)$ – trait pointillé. Le domaine d'intersection définit la gamme de densité et de densité de colonne compatible avec les émissions observées.	67
2.24	<i>idem</i> fig. 2.23 pour $T_k = 17 \text{ K}$	67
2.25	Spectres de $\text{C}_2\text{H} (1-0)$ observés dans L 134N.	68
2.26	<i>c</i> - $\text{C}_3\text{H} (2_{12}-2_{11})$ observé dans L 134N	71
2.27	Détection de <i>l</i> - C_3H dans L 134N. Notons que l'isomère linéaire de C_3H a été détecté aux positions où l'émission de l'espèce cyclique est la plus forte.	72
2.28	<i>c</i> - $\text{C}_3\text{H}_2 (2_{1,2}-1_{0,1})$ observé dans L 134N	75
2.29	Spectres de <i>l</i> - C_3H_2 observé dans L 134N	77
2.30	Première détection de C_6H dans L 134N	78
2.31	$\text{CS} (2-1)$ observé dans L 134N	79
2.32	$\text{CS} (2-1)$ à la position $(+35, +205)$ comparé à $\text{C}_2\text{H} (1-0)$, <i>c</i> - $\text{C}_3\text{H}_2 (2_{1,2}-1_{0,1})$, $\text{C}_4\text{H} (9-8)$ et $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$	81
2.33	$\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ observé dans L 134N	81
2.34	Intensités intégrées de <i>c</i> - $\text{C}_3\text{H}_2 (2_{1,2}-1_{0,1})$, <i>l</i> - $\text{C}_3\text{H}_2 (1_{0,1}-0_{0,0})$, $\text{C}_4\text{H} (19/2-17/2)$ et $\text{C}^{18}\text{O} (2-1)$ en fonction de celle de $\text{C}_2\text{H} (3/2-1/2)$. Les carrés pleins se rapportent aux positions proches du pic des hydrocarbures, les carrés vides aux points $(+30, +18)$ et $(+150, +240)$. On note la bonne corrélation entre les hydrocarbures.	83
2.35	Densités de colonne de C_4H et des isomères cyclique et linéaire de C_3H et C_3H_2 en fonction de $N(\text{C}_2\text{H})$	84
2.36	Abondances (panneaux du haut) et rapports d'abondances (panneaux du bas) de C_2H , <i>c</i> - C_3H_2 , <i>l</i> - C_3H_2 et C_4H dans 4 modèles utilisant une chimie UMIST95 pour $\text{C}/\text{O} = 0.4$. Les chiffres en haut à gauche de chaque panneau donnent la densité en cm^{-3} et l'extinction visuelle en magnitude. Le champ de rayonnement vaut ici $\chi = 1$	85
3.1	Structure schématique d'une région de photodissociation (modèle stationnaire). La PDR est éclairée par la gauche et s'étend jusqu'aux régions où O_2 n'est plus sensiblement photodissociée, vers $A_V \sim 10$ (figure extraite de Hollenbach & Tielens 1997). .	91
3.2	Les principales réactions de la chimie de l'oxygène (a) et du carbone (b) dans les PDR. D'après Sternberg & Dalgarno (1995). .	92

3.3	Spectres de ^{12}CO (3–2) tracés entre 9 et 14 km s $^{-1}$ et pour T_{A^*} compris entre -2 et 26 K.	98
3.4	Variations de l'émission de ^{12}CO (3–2) le long d'une coupe passant par le maximum d'émission.	99
3.5	Variations de l'émission de ^{12}CO (3–2) le long d'une coupe telle que $\Delta\delta = -150''$. On remarque la présence d'une seconde composante en vitesse pour $130'' \geq \Delta\alpha \geq 50''$	99
3.6	Structure en vitesse de l'émission intégrée de ^{12}CO (3–2) entre 9 et 12 km s $^{-1}$ (haut) et entre 12 et 14 km s $^{-1}$ (bas), superposée à une image du <i>Digitalized Sky Survey</i> (Visible, Bande R). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 20 à 100% du maximum, soit 36.8 K km s $^{-1}$ et 17.3 K km s $^{-1}$ respectivement. σ Ori est située 0.5 $^\circ$ à l'ouest.	101
3.7	Structure en vitesse de l'émission intégrée de ^{12}CO (3–2) superposée à la carte de l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (Abergel et al., 2001). Les contours sont tracés pour les mêmes valeurs que la figure précédente. Les positions sont référencées par rapport $\alpha = 05^h40^{min}58.9^s$; $\delta = -02^\circ25'31.4''$ (J2000). Le point sombre est la source IRAS 05383–0228.	102
3.8	Distribution de l'émission intégrée de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ (2 $_{1,2}$ –1 $_{0,1}$) par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de CO (1–0) (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 0.95 K km s $^{-1}$). Toutes les températures sont en T_{A^*}	104
3.9	Distribution de l'émission intégrée de C_2H (1,3/2,2–0,1/2,1) par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de CO (1–0) (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 2.6 K km s $^{-1}$). Toutes les températures sont en T_{A^*}	105
3.10	Distribution de l'émission intégrée de C_4H (9–8) par rapport à l'émission infrarouge dans le filtre LW2 d'ISOCAM (en haut) et à l'émission intégrée de CO (1–0) (en bas). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 30 à 100% du maximum par pas de 30%. Toutes les températures sont en T_{A^*}	106
3.11	Diagrammes de corrélation de l'émission de C_2H avec $c\text{-C}_3\text{H}_2$, C_4H , et C^{18}O . Les positions à l'intérieur du nuage sont identifiées par des carrés vides, celles de la PDR par des carrés pleins.	107

- 3.12 Les cinq paramètres qui définissent les profils théoriques d'émission moléculaire le long de la coupe qui traverse la PDR en $\Delta\delta = -150''$ 108
- 3.13 Profils d'émission observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour les deux premières transitions rotationnelles des trois principaux isotopes de CO. La largeur du front a été fixée à 2 arcsec. Le profil d'émission ISOCAM à $7\mu\text{m}$ (trait gras) est comparé à l'émission de ^{12}CO (1-0). 110
- 3.14 Profils d'émission observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour les deux premières transitions rotationnelles des trois principaux isotopes de CO. La largeur du front a été fixée à 15 arcsec. Le profil d'émission ISOCAM à $7\mu\text{m}$ (trait gras) est comparé à l'émission de ^{12}CO (1-0). 111
- 3.15 Profils de température (colonne de gauche) et d'émission intégrée (colonne de droite): observés (trait plein), théoriques (tirets) et ajustés (profils théoriques convolués par le lobe d'antenne; pointillés) pour C_2H , $c\text{-C}_3\text{H}_2$ et C_4H . Le profil d'émission observé par ISOCAM vers $7\mu\text{m}$ est superposé au profil de température d'antenne de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ 112
- 3.16 Rapport des aires intégrées de ^{13}CO (1-0) et C^{18}O (1-0) le long de la coupe en $\Delta\delta = -150''$ 113
- 3.17 Profil d'émission de $c\text{-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$: observé à Pico Veleta (trait fin), déconvolué du lobe d'antenne (tirets), ajusté après convolution du profil théorique par le lobe d'antenne du 30 m (pointillés), prédit dans le lobe de l'interféromètre du Plateau de Bure (trait épais). 114
- 3.18 Emission intégrée de $c\text{-C}_3\text{H}_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ observé avec l'interféromètre du plateau de Bure comparée à l'émission infrarouge des PAH. Les contours sont tracés tous les 0.2 K km s^{-1} pour des valeurs allant de 0.5 à 1.7 K km s^{-1} . L'accord sur le bord de la PDR est remarquable. La structure intérieure est probablement un artefact dû à la déconvolution des données interférométriques. 114
- 3.19 Profils de température cinétique observé (trait continu) et déconvolué (tirets) le long de la coupe 1 ($\Delta\delta = -150''$). Les températures estimées ne sont valables que pour $\Delta\alpha \geq -80''$. 118
- 3.20 Un exemple de diagramme $n_{\text{H}_2}/\text{N}(\text{C}^{18}\text{O})$ pour une position donnée. Le domaine correspondant à l'émission de C^{18}O (1-0) (resp. C^{18}O (2-1)) est tracé en trait plein (resp. trait pointillé). 119

3.21	Densité de colonne de $C^{18}O$ et densité locale de gaz le long de la coupe 1 calculées à partir des profils observé (traits pleins) et déconvolué (pointillés).	120
3.22	Carte des opacités (en gris) et des températures d'excitation de $C_2H(1-0)$ dans la Tête de Cheval. L'erreur sur T_{ex} est de l'ordre de 20%.	122
3.23	Carte de la densité de colonne de C_2H dans la Tête de Cheval.	122
3.24	Variation de la température de brillance de $c-C_3H_2(2_{1,2}-1_{0,1})$ pour différentes densités et pour : $T_k = 30K$ (trait plein), $T_k = 40K$ (trait pointillé).	124
3.25	Quelques molécules observées aux pics CO et IR. Sur la figure centrale, l'émission infrarouge est tracée en trait plein pour des valeurs allant de 15 à 30 MJy/sr. L'émission de CO (3-2) est tracée en pointillés pour une valeur de 30% du maximum de l'intensité intégrée, puis pour des valeurs supérieures à 80%.	126
3.26	Image dans le visible de l'environnement de IC 63 (tiré du <i>Digitalized Sky Survey</i>).	131
3.27	Cartes obtenues en $C_2H(3/2-1/2)$ et CO (2-1) après une couverture de IC 63. La structure de l'émission CO (à droite) est parfaitement visible. En revanche la transition hyperfine de C_2H (ici $F=1 \rightarrow 0$) est noyée dans le bruit.	134
3.28	Haut: Carte de l'émission intégrée de $^{12}CO(2-1)$ observée au CSO. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 20 à 100% du maximum ($26.6 K km s^{-1}$). Bas: Distribution de l'émission de $^{12}CO(3-2)$ – en noir – et $^{12}CO(2-1)$ – en blanc – observés respectivement par le CSO et le télescope de l'IRAM. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum (soit 31.3 et $37 K km s^{-1}$, respectivement). Dans les deux cas, les contours sont superposés à une image du <i>Digitalized Sky Survey</i> . L'effet de la résolution spatiale des instruments est clairement mis en évidence.	136
3.29	Structure en vitesse de l'émission de $^{12}CO(2-1)$ par tranche de $0.25 km s^{-1}$ entre -1 et $+2.5 km.s^{-1}$. Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 1 à 15 K. Les coordonnées du point (0,0) sont $\alpha = 00^h59^{min}00.7^s$; $\delta = 60^\circ53'19.0'$ (J2000).	137
3.30	Structure de l'émission de $^{12}CO(2-1)$ à basse et haute vitesse. Les contours d'aire intégrée sont tracés pour des valeurs allant de 60 à 100% du maximum.	138

- 3.31 **Haut:** Intensité de la raie ^{13}CO (2–1) le long de deux coupes orthogonales passant par (0,0) mesurée en mai 2001 (trait fin) et juin-juillet 2001 (trait gras). Les écarts varient entre 45 et 360%. **Bas:** Trois profils théoriques (en gras) convolués par deux gaussiennes simulant des lobes d'antenne parfaits de 12 et 28 arcsec (trait fin et trait discontinu). Pour un bord très raide (a), on remarque qu'une erreur de pointage de 6 arcsec conduit à surestimer (ou sous-estimer) le flux d'un facteur 2–3. 141
- 3.32 Carte de l'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2\ \mu\text{m}$, observée par ISOCAM, superposée à une image du *Digitalized Sky Survey*. 142
- 3.33 Spectre infrarouge de IC 63 à la position $\alpha = 00^{\text{h}}59^{\text{min}}02.8^{\text{s}}$; $\delta = 60^{\circ}53'15.5''$ (J2000) tracé avant et après la soustraction d'une ligne de base d'ordre 1. Les positions des raies aromatiques sont indiquées en pointillés. Les fréquences des raies de rotation pure de H_2 et des raies ioniques sont en traits pleins. La zone grisée correspond au domaine sur lequel a été calculé l'émission intégrée présentée figure 3.32. 142
- 3.34 Comparaison des émissions de CO (vu au 30 m) et de la bande à $6.2\ \mu\text{m}$ (ISOCAM). Pour les trois coupes, nous avons ajouté en pointillés le profil d'intensité de l'image visible (*DSS*) à ceux de l'émission infrarouge (trait discontinu) et CO (trait continu). Les profils sont normalisés. 144
- 3.35 Cartes OTF des émissions intégrées des 4 principales transitions hyperfines de C_2H (1–0). 145
- 3.36 Cartes de l'émission intégrée de C_2H (2–1) superposée à l'image de l'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2\ \mu\text{m}$ (elle-même superposée à l'image du *Digitalized Sky Survey*). Les contours sont tracés pour des valeurs allant de 10 à 100% du maximum ($0.34\ \text{K km s}^{-1}$). 146
- 3.37 Contours de l'émission intégrée de C_2H (2–1) – en noir – et de l'émission intégrée de ^{12}CO (2–1) vu au 30 m – en blanc. Ces données OTF acquises simultanément sont superposés à une carte de l'émission de ^{12}CO (2–1) vu au *CSO*. Sur les coupes, CO observé au 30 m est tracé en trait plein, CO observé au *CSO* est tracé en pointillés et C_2H est tracé en trait discontinu. Les largeurs à mi-hauteur des profils [1] et [2] peuvent être utilisés pour estimer les tailles des zones d'émission (voir texte). 147

- 3.38 **Carte centrale:** Positions observées simultanément dans les transitions de C_2H , $c-C_3H$, $l-C_3H$, $c-C_3H_2$ à 85 et 216 GHz, C_4H , H_2C_4 et CH_3CCH (cercles pleins), C_2H et $c-C_3H_2$ (croix), $c-C_3H_2$ à 18 GHz (triangles). L'émission intégrée de la bande aromatique à $6.2 \mu m$ est tracée en contours. **Colonne de droite:** Spectres présentant une intensité maximale (et positions où ils ont été observés). **Colonne de gauche (de haut en bas):** Spectres de C_2H et $c-C_3H_2$ au second maximum. Spectre de C_4H à la position la plus excentrée que nous ayons observée vers le second pic des hydrocarbures. Détection de $c-C_3H_2$ ($3_{3,0}-2_{2,1}$). 149
- 3.39 Raies moléculaires aux points (0,0) – trait continu – et (+45,+30) – trait segmenté. Les trois premiers spectres ont été obtenus au CSO, les trois suivants à l'IRAM. Pour C_2H , nous avons représenté la **somme** des transitions hyperfines de $N = 1 - 0$. On constate que l'émission dans la queue est décalée vers les vitesses positives. 151
- 3.40 Variations de la température d'excitation de C_2H en fonction du rapport d'intensité des raies principales des transitions $N = 3-2$ et $N = 1-0$ 155
- 3.41 Le complexe de ρ Ophiuchi vu dans le filtre LW2 d'ISOCAM (Abergel et al. 1999, 1996). Nous avons représenté sur le panneau du bas la zone de la PDR cartographiée au SEST, ainsi que la coupe étudiée. Les carrés pleins indiquent les positions où des spectres SWS existent (Habart et al. 2003). La carte est centrée en $\alpha = 16^h 25^{min} 58.0^s$; $\delta = -24^\circ 21' 00.0''$ (J2000). L'étoile excitatrice HD 147889 est en (-499,-259). 163
- 3.42 Spectres de ^{13}CO (2–1) (trait plein) et $C^{18}O$ (1–0) (pointillés) le long de la PDR de ρ Oph Ouest. Les températures d'antenne vont de 0 à 17 K pour ^{13}CO et de 0 à 2.5 K pour $C^{18}O$. La carte est centrée en $\alpha = 16^h 25^{min} 58.0^s$; $\delta = -24^\circ 21' 00.0''$ (J2000). . 166
- 3.43 ^{12}CO (1–0) et $C^{18}O$ (1–0) observés à la position (+1,+189). L'intensité de $C^{18}O$ est multipliée par 9. Deux composantes apparaissent nettement: l'une à basse vitesse et optiquement mince, l'autre très épaisse et à plus haute vitesse. 167

- 3.44 Carte par canaux de l'émission de C^{18}O (1-0) dans ρ Oph. Les contours sont tracés de 0.5 à 2 K km s^{-1} et la vitesse est donnée en haut à gauche de chaque case. La dernière case récapitule les zones explorées : la carte CO et isotopes (oblique), la carte $c\text{-C}_3\text{H}_2$ (rectangle au centre), la coupe hydrocarbures (les positions SWS sont marquées en carrés pleins). Les cartes sont centrées en $\alpha = 16^{\text{h}}25^{\text{min}}58.0^{\text{s}}$; $\delta = -24^{\circ}21'00.0''$ (J2000). 168
- 3.45 Quelques spectres de $c\text{-C}_3\text{H}_2$ ($2_{1,2}-1_{0,1}$) dans la PDR de ρ Oph Ouest. Chaque spectre est présenté entre 2 et 5 km s^{-1} pour des températures d'antenne comprises entre -0.25 et 0.5 K. La carte est centrée en $\alpha = 16^{\text{h}}25^{\text{min}}58.0^{\text{s}}$; $\delta = -24^{\circ}21'00.0''$ (J2000). 169
- 3.46 Distribution des vitesses des raies de 3 hydrocarbures et de ^{13}CO (2-1) observées le long d'une coupe à travers la PDR de ρ Oph Ouest. Les molécules carbonées se distribuent au-delà de 3.2 km s^{-1} 169
- 3.47 Variation de l'émission de trois hydrocarbures, de C^{18}O et des PAH le long d'une coupe dans la PDR de ρ Ophiuchi Ouest. L'étoile excitatrice HD 147889 est située vers les $\Delta\alpha$ négatifs. 171
- 3.48 Quelques spectres réalisés au SEST et au CSO aux points $\Delta\alpha = -21''$ (colonne de gauche) et $\Delta\alpha = -134''$ (colonne de droite) dans une coupe à travers la PDR de ρ Oph Ouest. 172
- 3.49 Variation des vitesses d'émission des hydrocarbures au travers de la PDR de ρ Oph Ouest. 173
- 3.50 Variations d'abondances prédites par deux réseaux de chimie intégrés au modèle de PDR de Meudon (LeBourlot et al., 1993) à travers une PDR vue par la tranche ($n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$; $\chi = 100$) et située à 450 pc. Le modèle UMIST95 prend en compte les isomères de C_3H et C_3H_2 . Nous n'avons représenté ici que l'espèce cyclique. 177
- 3.51 Rapports d'abondances avec C_2H de trois hydrocarbures calculés grâce au modèle de Meudon (LeBourlot et al., 1993) à travers une PDR vue par la tranche ($n_{\text{H}_2} = 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$; $\chi = 100$) et située à 450 pc. Pour UMIST95, nous n'avons représenté que l'espèce cyclique. 178
- 3.52 Bilan comparé du carbone entre les PDR, TMC-1 et L 134N. 184

Bibliographie

- Abergel, A., André, P., Bacmann, A., Bernard, J. P., Bontemps, S., Boulanger, F., Coulais, A., Désert, F. X., Falgarone, E., Kaas, A. A., Hultgren, M., Miville-Deschênes, M. A., Nordh, L., Olofsson, G., Pérault, M., & Puget, J. L.: 1999, in *ESA SP-427: The Universe as Seen by ISO*, Vol. 427, pp 615–621
- Abergel, A., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Cesarsky, C., Désert, F., Falgarone, E., Lagache, G., Pérault, M., Puget, J.-L., Reach, W., Nordh, L., Olofsson, G., Hultgren, M., Kaas, A., André, P., Bontemps, S., Burgdorf, M., Copet, M., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P., & Sibille, F.: 1996, *A&A* **315**, L329
- Abergel, A., Bernard, J. P., Boulanger, F., Cesarsky, D., Falgarone, E., Jones, A., Miville-Deschênes, M.-A., Pérault, M., Puget, J.-L., Hultgren, M., Kaas, A. A., Nordh, L., Olofsson, G., André, P., Bontemps, S., Casali, M. M., Cesarsky, C. J., Copet, M. E., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P., & Sibille, F.: 2002, *A&A* **389**, 239
- Abergel, A., Teyssier, D., Bernard, J.-P., Boulanger, F., Coulais, A., Fossé, D., Falgarone, E., Gerin, M., Pérault, M., Puget, J.-L., Nordh, L., Olofsson, G., Hultgren, M., Kaas, A., André, P., Bontemps, S., Casali, M., Cesarsky, C., Copet, M., Davies, J., Montmerle, T., Persi, P., & Sibille, F.: 2003, *A&A* in press
- Adams, N. & Smith, D.: 1987, *ApJL* **317**, 25
- Adams, W. S.: 1949, *ApJ* **109**, 354
- Allain, T., Leach, S., & Seldmayr, E.: 1996a, *A&A* **305**, 602
- Allain, T., Leach, S., & Seldmayr, E.: 1996b, *A&A* **305**, 616
- Allamandola, L. J.: 1997, in *NATO ASIC Proc. 487: The Cosmic Dust Connection*, p. 81
- Allamandola, L. J., Tielens, A. G. G. M., & Barker, J. R.: 1985, *ApJL* **290**, 25

- Askne, J., Höglund, B., Hjalmarson, A., & Irvine, W. M.: 1984, *A&A* **130**, 311
- Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M.: 1998, *ApJ* **499**, 258
- Bates, D. R. & Spitzer, L. J.: 1951, *ApJ* **113**, 441
- Bell, M. B., Feldman, P. A., Travers, M. J., McCarthy, M. C., Gottlieb, C. A., & Thaddeus, P.: 1997, *ApJL* **483**, 61
- Bell, M. B., Feldman, P. A., Watson, J. K. G., McCarthy, M. C., Travers, M. J., Gottlieb, C. A., & Thaddeus, P.: 1999, *ApJ* **518**, 740
- Bell, M. B. & Matthews, H. E.: 1985, *ApJL* **291**, 63
- Bell, M. B., Watson, J. K. G., Feldman, P. A., & Travers, M. J.: 1998, *ApJ* **508**, 286
- Bergin, E., Goldsmith, P., Snell, R., & Ungerechts, H.: 1994, *ApJ* **431**, 674
- Bergin, E. A., Langer, W. D., & Goldsmith, P. F.: 1995, *ApJ* **441**, 222
- Bernath, P. F., Hinkle, K. H., & Keady, J. J.: 1989, *Science* **244**, 562
- Bettens, R. P. A., Lee, H.-H., & Herbst, E.: 1995, *ApJ* **443**, 664
- Blouin, D., McCutcheon, W. H., Dewdney, P. E., Roger, R. S., Purton, C. R., Kester, D., & Bontekoe, T. R.: 1997, *MNRAS* **287**, 455
- Boissé, P.: 1990, *A&A* **228**, 483
- Bontemps, S., André, P., Kaas, A., Nordh, L., Olofsson, G., Hultgren, M., Abergel, A., Blommaert, J., Boulanger, F., Burgdorf, M., Cesarsky, C., Cesarsky, D., Copet, E., Davies, J., Falgarone, E., Lagache, G., Montmerle, T., Perault, M., Persi, P., Prusti, T., Puget, J.-L., & Sibille, F.: 2001, *A&A* **372**, 173
- Boulanger, F., Abergel, A., Bernard, J.-P., Burton, W., Désert, F.-X., Hartmann, D., Lagache, G., & Puget, J.-L.: 1996, *A&A* **312**, 256
- Boulanger, F., Cox, P., & Jones, A. P.: 2000, in *Infrared space astronomy, today and tomorrow*
- Broten, N., MacLeod, J. M., Avery, L. W., Irvine, W. M., Höglund, B., Friberg, P., & Hjalmarson, A.: 1984, *ApJL* **276**, 25
- Broten, N. W., Oka, T., Avery, L. W., MacLeod, J. M., & Kroto, H. W.: 1978, *ApJL* **223**, 105
- Buch, V.: 1989, *ApJ* **343**, 208
- Cardelli, J. A., Meyer, D. M., Jura, M., & Savage, B. D.: 1996, *ApJ* **467**, 334
- Caselli, P.: 2002, *Planet. Space Sci.* **50**, 1133
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Tafalla, M., Dore, L., & Myers, P. C.: 1999, *ApJL* **523**, 165
- Caselli, P., Walmsley, C. M., Terzieva, R., & Herbst, E.: 1998, *ApJ* **499**, 234

- Cernicharo, J., Cox, P., Fossé, D., & Güsten, R.: 1999, *A&A* **351**, 341
- Cernicharo, J., Goicoechea, J. R., & Bénilan, Y.: 2002, *ApJL* **580**, 157
- Cernicharo, J., Gottlieb, C. A., Guélin, M., Killian, T. C., Paubert, G., Thaddeus, P., & Vrtillek, J. M.: 1991, *ApJL* **368**, 39
- Cernicharo, J. & Guélin, M.: 1987, *A&A* **176**, 299
- Cernicharo, J., Guélin, M., Menten, K., & Walmsley, C. M.: 1986, *A&A* **172**, L5
- Cernicharo, J., Guélin, M., Menten, K., & Walmsley, C. M.: 1987, *A&A* **181**, L1
- Cernicharo, J., Heras, A. M., Tielens, A. G. G. M., Pardo, J. R., Herpin, F., Guélin, M., & Waters, L. B. F. M.: 2001, *ApJL* **546**, 123
- Chandler, C. J., Terebey, S., Barsony, M., Moore, T. J. T., & Gautier, T. N.: 1996, *ApJ* **471**, 308
- Charnley, S. B., Ehrenfreund, P., & Kuan, Y.-J.: 2001, *Spectrochimica Acta Part A* **57**, 685
- Cherchneff, I., Barker, J. R., & Tielens, A. G. G. M.: 1992, *ApJ* **401**, 269
- Cheung, A. C., Rank, D. M., Townes, C. H., Thornton, D. C., & J., W. W.: 1968, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1701
- Chieze, J.-P., Pineau des Forêts, G., & Herbst, E.: 1991, *ApJ* **373**, 110
- Churchwell, E. & Hollis, J.: 1983, *ApJ* **272**, 591
- Churchwell, E., Winnewisser, G., & Walmsley, C. M.: 1978, *A&A* **67**, 139
- Cox, P., Walmsley, C. M., & Güsten, R.: 1989, *A&A* **209**, 382
- Dalgarno, A.: 2000, in *Astrochemistry: From Molecular Clouds to Planetary*, Vol. 197, pp 1–12
- Datta, T., Woolam, J. A., & Notohamiprodjo, W.: 1989, *Phys. Rev. B* **40**, 5956
- Dickens, J. E., Irvine, W. M., Snell, R. L., Bergin, E. A., Schloerb, F. P., Pratap, P., & Miralles, M. P.: 2000, *ApJ* **542**, 870
- Dickens, J. E., Langer, W. D., & Velusamy, T.: 2001, *ApJ* **558**, 693
- Douglas, A. E. & Herzberg, G.: 1941, *ApJ* **109**, 354
- Draine, B. & Lee, H.: 1984, *ApJ* **285**, 89
- Duley, W. W. & Williams, D. A.: 1986, *MNRAS* **219**, 859
- Dunham, T. J.: 1937, *PASP* **49**, 26
- Dunham, T. J. & Adams, W. S.: 1937, *PASP* **9**, 5
- Ehrenfreund, P. & Charnley, S. B.: 2000, *ARA&A* **38**, 427
- Emerson, D. T. & Gräve, R.: 1988, *A&A* **190**, 353
- Encrenaz, P., Falgarone, E., & Lucas, R.: 1975, *A&A* **44**, 73

- Fink, J., Muller-Heinzerling, T., Pfluger, J., Scheerer, B., Dischler, B., Koidl, P., Bubenzer, A., & Sah, R. E.: 1984, *Phys. Rev. B* **30**, 4713
- Flower, D. R., Pineau des Forêts, G., & Hartquist, T. W.: 1985, *MNRAS* **216**, 775
- Freigovel, P., Fulara, J., Jakobi, M., Forney, D., & Maier, J. P.: 1995, *J. Chem. Phys.* **103**, 54
- Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W.: 1982, *ApJ* **262**, 590
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Cernicharo, J., & Bachiller, R.: 1993, *A&A* **276**, 473
- Fukuzawa, K., Osamura, Y., & Schaefer III, H. F.: 1998, *ApJ* **505**, 278
- Galazutdinov, G. A., Musaev, F. A., & Krelowski, J.: 2001, *MNRAS* **325**, 1332
- Genzel, R.: 1992, in *The Galactic Interstellar Medium*, p. 275
- Gerin, M.: 1988, *Ph.D. thesis*, Université Paris VII
- Gerin, M., Fossé, D., & Roueff, E.: 2003, in *Chemistry as a diagnostic of Star Formation*
- Gerin, M., Phillips, T. G., Keene, J., Betz, A. L., & Boreiko, R. T.: 1998, *ApJ* **500**, 329
- Gordon, M. A., Baars, J. W. M., & Cocke, W. J.: 1992, *A&A* **264**, 337
- Green, S.: 1980, *ApJ* **240**, 962
- Green, S., Garrison, B. J., Lester, W. A. J., & Miller, W. H.: 1978, *ApJS* **37**, 321
- Green, T. & Young, E.: 1992, *ApJ* **395**, 516
- Guélin, M., Friberg, P., & Mezaoui, A.: 1982a, *A&A*
- Guélin, M., Langer, W. D., & Wilson, R. W.: 1982b, *A&A*
- Guélin, M., Neining, N., & Cernicharo, J.: 1998, *A&A* **335**, L1
- Habart, E.: 2001, *Ph.D. thesis*, Université Paris VII-Denis-Diderot
- Habart, E., Boulanger, F., Verstraete, L., Pineau des Forêts, G., Falgarone, E., & Abergel, A.: 2003, *A&A* **397**, 623
- Hasegawa, T. I., Herbst, E., & Leung, C. M.: 1992, *ApJS* **82**, 167
- Herbst, E. & Klemperer, W.: 1973, *ApJ* **185**, 505
- Herbst, E. & Leung, C. M.: 1986, *ApJ* **310**, 378
- Herbst, E. & Leung, C. M.: 1989, *ApJS* **69**, 271
- Hirahara, Y., Suzuki, H., Yamamoto, S., Kawaguchi, K., Kaifu, N., Ohishi, M., Takano, S., Ishikawa, S.-I., & Masuda, A.: 1992, *ApJ* **394**, 539
- Hobbs, L. M. & Campbell, B.: 1982, *ApJ* **254**, 108
- Hollenbach, D. & Salpeter, E. E.

- Hollenbach, D. J. & Tielens, G. G. M.: 1997, *ARA&A* **35**, 179
- Hollis, J. M., Lovas, F. J., & Jewell, P. R.: 2000, *ApJL* **540**, 107
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H.: 1994, *A&A* **282**, 605
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C.: 1995, *A&A* **302**, 223
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Keene, J., Boreiko, R. T., & Betz, A. L.: 1996, *A&A* **309**, 899
- Joblin, C., Boissel, P., Léger, A., d'Hendecourt, L., & D., D.: 1995, *A&A* **299**, 835
- Jones, A. P. & d'Hendecourt, L.: 2000, *A&A* **355**, 1191
- Kaiser, R. I., Asvany, O., Lee, Y. T., Bettinger, H. F., Schleyer, P. v. R., & Schaefer III, H. F.: 2000, *J. Chem. Phys.* **112**, 4994
- Kawaguchi, K., Kaifu, N., Ohishi, M., Ishikawa, S., Hirahara, Y., Yamamoto, S., Saito, S., Takano, S., Murakami, A., Vrtilek, J. M., Gottlieb, C. A., Thaddeus, P., & Irvine, W. M.: 1991, *PASJ* **43**, 607
- Kopp, M.: 1996, *Ph.D. thesis*, Université Paris XI-Orsay
- Kramer, C., Stutzki, J., & Winnewisser, G.: 1996, *A&A* **307**, 915
- Kramers, H. A. & ter Haar, D.: 1946, *Bull. Astron. Soc. Netherlands* **10**, 137
- Kuiper, T., Kuiper, E., Dickinson, D., Turner, B., & B., Z.: 1984, *ApJ* **276**, 211
- Lada, E. A., Bally, J., & Starck, A. A.: 1991, *ApJ* **368**, 432
- Langer, W. D. & Penzias, A. A.: 1990, *ApJ* **357**, 447
- Langer, W. D., Velusamy, T., Kuiper, T. B. H., Peng, R., McCarthy, M. C., Travers, M. J., Kovács, A., Gottlieb, C. A., & Thaddeus, P.: 1997, *ApJL* **480**, 63
- Le Boulrot, J., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., & Flower, D. R.: 1993, *A&A* **267**, 233
- Le Page, V., Snow, T. P., & Bierbaum, V. M.: 2003, *ApJ* **584**, 316
- Le Teuff, Y. H., Millar, T. J., & Markwick, A. J.: 2000, *A&AS* **146**, 157
- Leach, S.: 1987, in *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Astrophysics*, p. 99
- Lee, H.-H., Bettens, R. P. A., & Herbst, E.: 1996a, *A&AS* **119**, 111
- Lee, H.-H., Herbst, E., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., & Le Boulrot, J.: 1996b, *A&A* **311**, 690
- Lee, L. C.: 1984, *ApJ* **282**, 172
- Léger, A., d'Hendecourt, L., Boissel, P., & Désert, F. X.: 1989, *A&A* **213**, 351
- Léger, A. & Puget, J.-L.: 1984, *A&A* **137**, L5
- Lepp, S. & Dalgarno, A.: 1988, *ApJ* **324**, 553

- Lequeux, J.: 2002, *Le milieu interstellaire*, CNRS Editions and EDP Sciences
- Li, D. & Goldsmith, P. F.: 2003, *ApJ* **585**, 823
- Liszt, H. & Lucas, R.: 2002, *A&A* **391**, 693
- Loren, R.: 1989, *ApJ* **338**, 902
- Lucas, R. & Liszt, H. S.: 2000, *A&A* **358**, 1069
- Luhman, M. L., Luhman, K. L., Benedict, T., Jaffe, D. T., & Fischer, J.: 1997, *ApJL* **480**, 133
- Lynds, B. T.: 1962, *ApJS* **7**, 1
- MacLeod, J. M., Avery, L. W., & Broten, N. W.: 1984, *ApJL* **282**, 89
- Maddalena, R. J., Moscowitz, J., Thaddeus, P., & Morris, M.: 1986, *ApJ* **303**, 375
- Maier, J. P., Lakin, N. M., Walker, G. A. H., & Bohlender, D. A.: 2001, *ApJ* **553**, 267
- Maluendes, S., McLean, A., & Herbst, E.: 1993, *ApJ* **417**, 181
- Markwick, A. J., Millar, T. J., & Charnley, S. B.: 2000, *ApJ* **535**, 256
- Mc Kellar, A.: 1940, *PASP* **52**, 312
- McEwan, M. J., Graham, B. I. S., Adams, N. G., Babcock, L. M., Terzieva, R., & Herbst, E.: 1999, *ApJ* **513**, 287
- Merrill, P. W.: 1936, *ApJ* **83**, 126
- Millar, T. J.: 1992, *MNRAS* **259**, 35
- Millar, T. J., Farquhar, P. R. A., & Willacy, K.: 1997, *A&AS* **121**, 139
- Millar, T. J. & Freeman, A.: 1984, *MNRAS* **207**, 405
- Mitchell, G. F., Ginsburg, J. L., & Kuntz, P. J.: 1978, *ApJS* **38**, 39
- Mitchell, J. B. A.: 1990, *Phys. Rep.* **186**, 215
- Motte, F., André, P., & Neri, R.: 1998, *A&A* **336**, 150
- Oka, T., Thorburn, J. A., McCall, B. J., Friedman, S. D., Hobbs, L. M., Sonnentrucker, P., Welty, D. E., & York, D. G.: 2003, *ApJ* **582**, 823
- Ossenkopf, V. & Henning, T.: 1994, *ApJ* **291**, 943
- Ott, M., Witzel, A., Quirrenbach, A., Krichbaum, T. P., Standke, K. J., Schalinski, C. J., & Hummel, C. A.: 1994, *A&A* **284**, 331
- Pagani, L., Pardo-Carrion, J. R., & Stepnik, B.: 2001, in *The Promise of the Herschel Space Observatory*, p. 479
- Panis, J.-F.: 1995, *Ph.D. thesis*, Université Paris VII-Denis-Diderot
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P. L., Crézé, M., Donati, F., Grenon, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C. A., Le Poole, R. S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., & Petersen, C. S.: 1997, *A&A* **323**, L49

- Pickett, H., Poynter, R., Cohen, E., Delitsky, M., Pearson, J., & Müller, M.: 1998, *J. Quant. Spec. Radiat. Transf.* **60**, 883
- Pratap, P., Dickens, J. E., Snell, R. L., Miralles, M. P., Bergin, E. A., Irvine, W. M., & Schloerb, F. P.: 1997, *ApJ* **486**, 862
- Rank, D. M., Townes, C. H., & Welch, W. J.: 1971, *Science* **174**, 4014
- Reipurth, B. & Bouchet, P.: 1984, *A&A* **137**, L1
- Roueff, E., Felenbok, P., Black, J. H., & Gry, C.: 2002, *A&A* **384**, 629
- Scott, A., Duley, W. W., & Pinho, G. P.: 1997, *ApJL* **489**, 193
- Seburg, R. A., Patterson, E. V., Stanton, J. F., & McMahon, R. J.: 1997, *J. Am. Chem. Soc.* **119**, 5847
- Smith, F. W.: 1984, *J. Appl. Phys.* **55**, 764
- Snell, R. L.: 1981, *ApJS* **45**, 121
- Snow, T. P. & Witt, A. N.: 1995, *Science* **270**, 1455
- Solomon, P. M. & Werner, M. W.: 1971, *ApJ* **165**, 41
- Sternberg, A. & Dalgarno, A.: 1995, *ApJS* **99**, 565
- Sternberg, A., Dalgarno, A., & Lepp, S.: 1987, *ApJ* **320**, 676
- Swade, D. A.: 1989a, *ApJ* **345**, 828
- Swade, D. A.: 1989b, *ApJS* **71**, 219
- Swade, D. A.: 1992, *ApJ* **392**, 543
- Tachihara, K., Mizuno, A., & Fukui, Y.: 2000, *ApJ* **528**, 817
- Tatematsu, K., Jaffe, D. T., Plume, R., Evans, N. J., & Keene, J.: 1999, *ApJ* **526**, 295
- Terzevia, R. & Herbst, E.: 1998, *ApJ* **501**, 207
- Teyssier, D.: 2002, *Ph.D. thesis*, Université Paris VI-Pierre-et-Marie-Curie
- Thaddeus, P., Vrtilek, J. M., & Gottlieb, C. A.: 1985, *ApJ* **299**, L63
- Turner, B. E., Herbst, E., & Terzieva, R.: 2000, *ApJS* **126**, 427
- Ungerechts, H., Bergin, E. A., Goldsmith, P. F., Irvine, W. M., Schloerb, F. P., & Snell, R. L.: 1997, *ApJ* **482**, 245
- Ungerechts, H., Walmsley, C., & Winnewisser, G.: 1980, *A&A* **88**, 259
- Vakili, F., Granes, P., Bonneau, D., Noguchi, M., & Hirata, R.: 1984, *PASP* **36**, 231
- van Dishoeck, E. F.: 1988, in *Rate Coefficients in Astrochemistry*, p. 49
- van Orden, A. & Saykally, R. J.: 1998, *Chem. Rev.* **98**, 2313
- Vastel, C., Caux, E., Ceccarelli, C., Castets, A., Gry, C., & Baluteau, J. P.: 2000, *A&A* **347**, L1
- Vastel, C., Polehampton, E. T., Baluteau, J.-P., Swinyard, B. M., Caux, E., & Cox, P.: 2002, *ApJ* **581**, 315

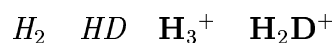
- Vejby-Christensen, L., Andersen, L. H., Heber, O., Kella, D., Pedersen, H. B., Schmidt, H. T., & Zajfman, D.: 1997, *ApJ* **483**, 531
- Walmsley, C. M.: 1985, *Phys. Scr.* **T11**, 27
- Weinreb, S., Barrett, A. H., Meeks, M. L., & Henry, J. C.: 1963, *Nature* **200**, 829
- Wild, C. & Koild, P.: 1987, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1506
- Wiling, B. & Lada, C.: 1983, *ApJ* **274**, 698
- Witt, A. N., Stecher, T. P., Boroson, T. A., & Bohlin, R. C.: 1989, *ApJL* **336**, 21
- Wyrowski, F., Schilke, P., & Walmsley, C. M.: 1999, *A&A* **341**, 882
- Zhou, S., Jaffe, D. T., Howe, J. E., Geis, N., Herrman, F., Madden, S. C., Poglitsch, A., & Stacey, G. J.: 1993, *ApJ* **419**, 190

Annexe A

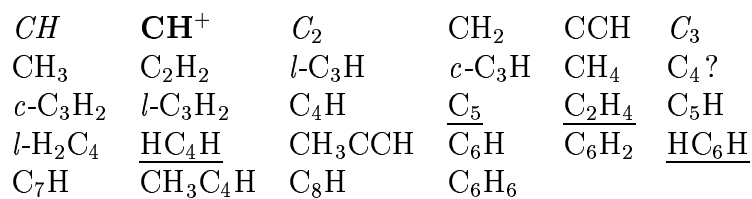
Les molécules détectées dans l'espace

Adapté de la page web <http://www.lra.ens.fr/pcmi/table-mol.html>

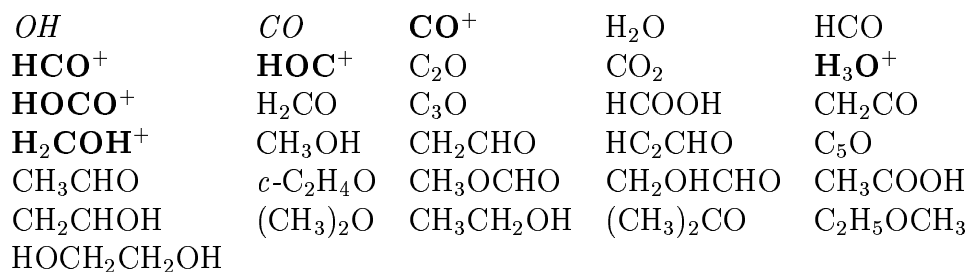
Composés hydrogénés



Chaînes et cycles carbonés



Composés contenant de l'hydrogène, de l'oxygène et du carbone



Composés contenant de l'hydrogène, de l'azote et du carbone

<i>NH</i>	<i>CN</i>	NH ₂	HCN	HNC	N ₂ H ⁺
NH ₃	HCNH⁺	H ₂ CN	HCCN	C ₃ N	CH ₂ CN
CH ₂ NH	HC ₃ N	HC ₂ NC	NH ₂ CN	C ₃ NH	CH ₃ CN
CH ₃ NC	HC₃NH⁺	C ₅ N	CH ₃ NH ₂	C ₂ H ₃ CN	HC ₅ N
CH ₃ C ₃ N	C ₂ H ₅ CN	HC ₇ N	CH ₃ C ₅ N?	HC ₉ N	HC ₁₁ N

Composés contenant de l'hydrogène, de l'oxygène, de l'azote et du carbone

NO	HNO	N ₂ O	HNCO	NH ₂ CHO
----	-----	------------------	------	---------------------

Composés soufrés, silicés et autres espèces

SH	CS	SO	SO⁺	NS	SiH	<u>SiC</u>
SiN	SiO	SiS	HCl	<u>NaCl</u>	<u>AlCl</u>	<u>KCl</u>
HF	<u>AlF</u>	<u>CP</u>	PN	H ₂ S	C ₂ S	SO ₂
OCS	HCS⁺	<u>c-SiC₂</u>	<u>SiCN</u>	<u>NaCN</u>	<u>MgCN</u>	<u>MgNC</u>
H ₂ CS	HNCS	<u>C₃S</u>	<u>c-SiC₃</u>	<u>SiH₄</u>	<u>SiC₄</u>	CH ₃ SH
C ₅ S	FeO	<u>AlNC</u>				

Espèces deutérées

HDO	CCD	DCO⁺	DCN	DNC	N ₂ D ⁺
NH ₂ D	ND ₂ H	ND ₃	HDCO	D ₂ CO	HDS
DC ₃ N	DC ₅ N	C ₄ D	CH ₂ DCCH	CH ₂ DCN	D ₂ S
CH ₂ DOH	CD ₂ HOH	CH ₃ OD	c-C ₃ HD	HDCS	

Les caractères italiques indiquent une détection via des transitions électroniques (UV-visible).

Les ions moléculaires sont en caractères gras.

Les espèces détectées uniquement dans les enveloppes circumstellaires et les nébuleuses (proto)planétaires sont soulignées.

Les molécules incluant des isotopes mineurs (¹³C, ¹⁸O, ¹⁷O, ¹⁵N, ²⁹Si, ³⁴S, ³³S, etc) ne sont pas pris en compte.

Annexe B

Température de brillance et facteur de dilution

Nous nous intéresserons ici au cas où la source est plus petite que le lobe du télescope.

Basiquement, lorsque nous observons une source de rayonnement, nous mesurons le produit de la distribution de la source en chaque point (θ, ϕ) dans l'angle solide de la source Ω_S par la réponse du télescope. Cette quantité, la *température d'antenne* T_A , s'exprime en fonction de la distribution de la température de brillance de la source $T_b(\theta, \phi)$, du diagramme de rayonnement de l'antenne (normalisé) $f(\theta, \phi)$, et d'un facteur de rendement η_r – qui traduit les pertes résistives de l'antenne – de la façon suivante :

$$T_A = \frac{\eta_r}{\Omega_A} \int_{source} T_b(\theta, \phi) f(\theta, \phi) d\Omega \times e^{-\tau_z A}, \quad (\text{B.1})$$

où τ_z est l'opacité de l'atmosphère au zénith, $A = 1/\sin(el)$ est la masse d'air, et Ω_A est l'angle solide du diagramme de rayonnement de l'antenne

$$\Omega_A = \int_{4\pi} f(\theta, \phi) d\Omega. \quad (\text{B.2})$$

Les procédures de calibration des télescopes millimétriques font généralement intervenir une mesure sur le ciel, et produisent des spectres gradués en unité de T_A^* . L'unité T_A^* est reliée à la température d'antenne T_A par

$$T_A^* = \frac{T_A}{\eta_F} \times e^{\tau_z A} \quad (\text{B.3})$$

où η_F , le *forward beam efficiency*, est l'efficacité de la transmission atmosphérique sur les 2π stéradians du diagramme d'antenne dirigés vers le ciel. La graduation en T_A^* simule donc la température d'antenne d'un télescope placé "hors

atmosphère”. Dorénavant, le terme *température d’antenne* se référera à cette quantité.

En introduisant $\psi(\theta, \phi)$ – la fonction normalisée de distribution de brillance de la source – l’équation B.1 peut se réécrire

$$T_A^* = \frac{\eta_r}{\Omega_A} \frac{1}{\eta_F} \frac{\Omega_\Sigma}{\Omega_S} \Omega_S T_b, \quad (\text{B.4})$$

où Ω_S est l’angle solide de la source

$$\Omega_S = \int_{\text{source}} \psi(\theta, \phi) d\Omega, \quad (\text{B.5})$$

et Ω_Σ est l’angle solide de la source moyenné par le diagramme de rayonnement de l’antenne

$$\Omega_\Sigma = \int_{\text{source}} \psi(\theta, \phi) f(\theta, \phi) d\Omega. \quad (\text{B.6})$$

Posons $K \equiv \Omega_S / \Omega_\Sigma$ – ce facteur corrige la température d’antenne de l’effet de dilution du signal dans le lobe du télescope, nous l’appellerons *facteur de dilution* – et introduisons le *beam efficiency*, rapport de l’angle solide du lobe d’antenne principal sur l’angle solide du lobe d’antenne total

$$\eta_B = \frac{1}{\Omega_A} \int_{\text{lobe principal}} f(\theta, \phi) d\Omega = \Omega_B / \Omega_A. \quad (\text{B.7})$$

On obtient alors

$$T_A^* = \eta_r \frac{\eta_B}{\eta_F} \frac{1}{K} \frac{\Omega_S}{\Omega_B} T_b. \quad (\text{B.8})$$

Le facteur K peut être calculé explicitement. Pour une source à distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur θ_S et un lobe d’antenne gaussien, nous avons

$$K = 1 + \frac{\theta_S^2}{\theta_B^2} = 1 + \frac{\Omega_S}{\Omega_B}, \quad (\text{B.9})$$

et l’équation B.8 se réécrit

$$T_b = \frac{1}{\eta_r} \left(1 + \frac{\Omega_B}{\Omega_S}\right) \frac{\eta_F}{\eta_B} T_A^*. \quad (\text{B.10})$$

La quantité $(\eta_F / \eta_B) T_A^*$ représente la température de brillance qu’aurait une source qui remplirait exactement le lobe principal. Elle est appelée *température de lobe principal* et est notée T_{MB} (pour *main beam temperature*). En outre, un télescope de qualité correcte, le facteur η_r est très proche de 1 (Gordon et al., 1992). Il s’ensuit que la température de brillance *intrinsèque* d’une source de taille inférieure au lobe d’antenne s’écrit:

$$T_b = \left(1 + \frac{\Omega_B}{\Omega_S}\right) T_{MB}. \quad (\text{B.11})$$

Annexe C

Liste des publications

C.1 Revues à comité de lecture

- J. Cernicharo, P. Cox, **D. Fossé** & R. Güsten, 1999. *Detection of linear C_3H_2 in absorption toward continuum sources*, *A&A*, **351**, 341.
- **D. Fossé**, J. Cernicharo, M. Gerin & P. Cox, 2001. *Molecular carbon chains and rings in TMC-1*, *ApJ*, **552**, 168.
- A. Abergel, D. Teyssier, J.P. Bernard, F. Boulanger, A. Coulais, **D. Fossé**, E. Falgarone, M. Gerin, M. Perault, J.-L. Puget, L. Nordh, G. Olofsson, M. Hultgren, A.A. Kaas, P. André, S. Bontemps, M.M. Casali, C.J. Cesarsky, M.E. Copet, J. Davies, T. Montmerle, P. Persi & F. Sibille, 2003. *ISOCAM and molecular observations of the edge of the Horsehead nebula*, accepté par *A&A*.
- D. Teyssier, **D. Fossé**, M. Gerin, J. Pety & A. Abergel, 2003. *Carbon budget and carbon chemistry in Photo-Dissociation Regions*, soumis à *A&A*.
- J. Pety, D. Teyssier, M. Gerin, **D. Fossé** et al., 2003, en préparation.

C.2 Conférences

- **D. Fossé**, J. Cernicharo, P. Cox, M. Gerin & M. Guélin, 1999. *Spatial distribution of C_6H and C_3H_2 isomers in TMC-1*, in Abstract book of the conference "Astrochemistry: from molecular clouds to planetary systems", IAU Symposium 197, J.S. Kim et al. eds., p. 95.
- **D. Fossé**, D. Cesarsky, M. Gerin, J. Lequeux & S. Tiné, 2000. *AIBs and carbon chains in PDRs*, in proceedings of the conference "ISO beyond the peaks", ESA SP-456, p. 91.

- M. Gerin, **D. Fossé** & E. Roueff, 2003. *Carbon chemistry in interstellar clouds*, in proceedings of the conference "Chemistry as a diagnostic of Star Formation", C.L. Curry & M. Fich eds., p.??.
- D. Teyssier, **D. Fossé**, M. Gerin, J. Pety, A. Abergel & E. Habart, 2003. *Connection between PAHs and small hydrocarbons in the Horse-head nebula Photo-Dissociation Region*, in proceedings of the conference "Chemistry as a diagnostic of star formation", C.L. Curry & M. Fich eds., p.??.

C.3 Vulgarisation

- M. Gerin & **D. Fossé**, 2003. *Une chimie florissante, atypique et diversifiée: La chimie interstellaire*, in "La science au présent 2003", Ed. Encyclopædia Universalis, p. 211.

LES HYDROCARBURES DANS LE MILIEU INTERSTELLAIRE :
DES NUAGES SOMBRES AUX RÉGIONS DE PHOTODISSOCIATION

Les hydrocarbures forment l'ossature de la chimie interstellaire en phase gazeuse. Pour autant, la distribution et l'abondance de ces espèces ne sont connues que dans une poignée d'objets. Après avoir introduit quelques notions d'*astrochimie*, nous nous intéressons dans la deuxième partie de cette thèse à l'étude des hydrocarbures dans les nuages sombres. Nous montrons d'abord – à l'issue d'un travail consacré au nuage TMC-1 – que le rapport d'abondance des isomères cyclique et linéaire de la molécule C_3H_2 dépend de la fraction électronique dans le gaz et pourrait donc être utilisé comme sonde de cette quantité. Nous soulignons aussi que les molécules C_6H et $l-C_3H_2$, rarement observées jusqu'ici, sont communes dans les nuages sombres. Nous montrons enfin que les hydrocarbures sont présents dans l'enveloppe du nuage L 134N et que leurs abondances correspondent à celles d'une chimie riche en carbone. La troisième partie est consacrée à l'observation d'hydrocarbures dans trois régions de photodissociation, dont la nébuleuse de la Tête de cheval. Les cartes que nous avons réalisées montrent que les hydrocarbures sont présents en abondance dans les zones soumises au champ ultraviolet. En outre, leur émission est spatialement corrélée à celle des PAH. Nous remarquons que les modèles de chimie en phase gazeuse échouent à reproduire ces propriétés puis soulignons que la photoérosion des PAH – non prise en compte actuellement – semble pouvoir former des hydrocarbures à un taux suffisant pour réconcilier modèles et observations.

HYDROCARBONS IN THE INTERSTELLAR MEDIUM :
FROM DARK CLOUDS TO PHOTODISSOCIATION REGIONS

Hydrocarbons form the frame of the interstellar gas-phase chemistry. Yet, the distribution and the abundance of these species are known in a few objects only. After a short introduction to *astrochemistry*, we deal with hydrocarbons in dark clouds in the second part of this PhD dissertation. We first show – at the end of a work dedicated to the cloud TMC-1 – that the abundance ratio of the cyclic and linear isomers of C_3H_2 depends on the electronic fraction in the gas and could therefore be used as a probe of this quantity. We also emphasize that C_6H and $l-C_3H_2$, rarely observed until now, are common in dark clouds. Finally, we show that hydrocarbons are present in the envelope of the cloud L 134N and that their abundances fit in with a carbon-rich chemistry. The third part is dedicated to observations of hydrocarbons in three photodissociation regions, including the Horsehead nebula. The maps we made show that hydrocarbons are present and abundant in zones illuminated by the ultraviolet field. Besides, their emission is spatially correlated with the PAH's. We notice that gas-phase chemistry models fail to reproduce these properties and emphasize that the photoerosion of PAHs – not yet taken into account – seems to succeed in producing hydrocarbons fast enough to reconcile models and observations.